

НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ЦИВІЛЬНОГО ЗАХИСТУ УКРАЇНИ
(повне найменування вищого навчального закладу)

ФАКУЛЬТЕТ ОПЕРАТИВНО-РЯТУВАЛЬНИХ СИЛ
(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

КАФЕДРА СПЕЦІАЛЬНОЇ ХІМІЇ ТА ХІМІЧНОЇ ТЕХНОЛОГІЇ
(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

Пояснювальна записка

до кваліфікаційної роботи
за першим (бакалаврським) рівнем вищої освіти

на тему: Отримання та характеристика детектора теплових нейтронів LiF/ZnS(Ag)

Виконав: здобувач вищої освіти 4 курсу за
першим (бакалаврським) рівнем вищої освіти,
групи ХТк-20-245 галузі
знань (освітньо-професійної програми) 161
«Хімічна інженерія та біоінженерія»,
(«Радіаційний та хімічний захист»)

Данило КОЛТУНОВ
(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

Керівник Лариса ТРЕФІЛОВА
(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

Рецензент Олександр КУДІН
(Ім'я та ПРІЗВИЩЕ)

НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ЦИВІЛЬНОГО ЗАХИСТУ УКРАЇНИ

Факультет (підрозділ) оперативно-рятувальних сил
Кафедра спеціальної хімії та хімічної технології
Галузь знань 16 «Хімічна інженерія та біоінженерія»
Спеціальність 161 «Хімічні технології та інженерія»
(назва)
Освітньо-професійна програма «Радіаційний та хімічний захист»
(назва)
Рівень вищої освіти перший (бакалаврський)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Начальник кафедри спеціальної
хімії та хімічної технології

Євген СЛЕПУЖНИКОВ

«___» _____ 2024 року

ЗАВДАННЯ

НА ПІДГОТОВКУ КВАЛІФІКАЦІЙНОЇ РОБОТИ ЗДОБУВАЧА ВИЩОЇ ОСВІТИ

Колтунова Данила Євгеновича

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Отримання та характеристика детектора теплових нейтронів LiF/ZnS(Ag)»
керівник роботи Трефілова Лариса Миколаївна, доктор фізико-математичних наук, професор.

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом НУЦЗ України від « 31 » січня 2024 року № 20

2. Строк подання здобувачем вищої освіти роботи 04 квітня 2024 року

3. Кваліфікаційна робота виконується на матеріалах: фторид літію, сульфід цинку, органічне скло, зв'язуючий матеріал.

4. Зміст кваліфікаційної роботи (перелік питань, які потрібно розробити): отримати фракції кристалічних порошків ${}^6\text{LiF}$ і ZnS(Ag) різної дисперсності; виготовити з цих фракцій одношарові зразки композиту ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$; провести в Інституті сцинтиляційних матеріалів вимірювання світлового виходу та ефективності реєстрації теплових нейтронів для зразків композиту ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$; визначити оптимальне співвідношення середніх розмірів зерен порошків ${}^6\text{LiF}$ і ZnS(Ag) , що забезпечує кращі робочі характеристики детектора теплових нейтронів на основі ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень/слайдів): мультимедійні слайди у кількості 12 штук.

6. Консультанти за розділами кваліфікаційної роботи:

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
4	Мінська Н.В., доцент кафедри	28.02.2024	25.03.2024

7. Дата видачі завдання 31.01.2024 року

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва заходів кваліфікаційної роботи	Строк виконання заходів роботи	Відмітка про виконання
1	Отримання завдання	31.01.2024	
2	Збір інформації та аналітичний огляд літератури	01.02.2024	
3	Встановлення характеристик вихідних матеріалів та методики досліджень	15.02.2024	
4	Охорона праці при роботі з небезпечними хімічними речовинами	25.03.2024	
5	Подання роботи на рецензування	28.03.2024	
6	Подання роботи на передзахист	04.04.2024	
7	Подання роботи на захист	08.04.2024	

**Завдання одержав
здобувач вищої освіти**

(підпис)

Данило КОЛТУНОВ

(Власне ім'я ПРІЗВИЩЕ)

**Завдання надав
керівник роботи**

(підпис)

Лариса ТРЕФЛОВА

(Власне ім'я ПРІЗВИЩЕ)

РЕФЕРАТ

Звіт про КР : 53 с., 19 рис., 3 табл., 34 джерел.

Ключові слова: композит, конвертор, кадмієва різниця, нейтроне захоплення, сцинтилятор.

Об'єкт досліджень: композитний сцинтилятор ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$.

Мета роботи: є встановити вплив подрібнення порошків конвертора ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ на світловий вихід і ефективність реєстрації детектора теплових нейтронів на основі композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$.

Стислий зміст роботи та висновки:

Метою кваліфікаційної роботи стала зробка та встановлення впливу подрібнення порошків конвертора ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ на світловий вихід і ефективність реєстрації детектора теплових нейтронів на основі композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$. Дослідивши вплив дисперсності порошків ${}^6\text{LiF}$ та $\text{ZnS}(\text{Ag})$ на характеристики композитного сцинтилятора ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ із співвідношенням мас компонентів 1 ${}^6\text{LiF}$:4 $\text{ZnS}(\text{Ag})$:2,1 зв'язуюче. Встановили, що співвідношення розмірів (1 до 10 ÷ 13) і кількості (500 ÷ 1200 до 1) зерен конвертера ${}^6\text{LiF}$ і сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ є оптимальним, щоб забезпечити для одношарового композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ товщиною 0,2 мм кращий світловий вихід та ефективність реєстрації теплових нейтронів $\eta \approx 29$ %. Дослідивши показали, що конструкція сцинтиляційного детектора, яка складається з п'яти шарів ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, розділених чотирма пластинами з органічного скла, що виконують роль світловодів, забезпечує ефективність реєстрації теплових нейтронів $\eta \approx 75$ %. Цей результат вказує на те, що детектор теплових нейтронів на основі ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ є підходящою альтернативою ${}^3\text{He}$ -лічильника теплових нейтронів.

Область використання: детектування теплових нейтронів.

ЗМІСТ

ВСТУП	9
Розділ 1. ПРОЦЕСИ ВЗАЄМОДІЇ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ	11
1.1. Види іонізуючого випромінювання	11
1.2. Взаємодія заряджених частинок з речовиною	12
1.2.1. Процеси непружного розсіювання заряджених частинок у речовині	13
1.2.2. Проходження важких заряджених частинок через речовину	14
1.2.3. Проходження легких заряджених частинок через речовину	19
1.3. Взаємодія γ -випромінювання з речовиною	21
1.4. Взаємодія нейтронів з речовиною	26
1.4.1 Пружне розсіювання нейтронів	27
1.4.2 Непружне розсіювання нейтронів	28
1.4.3. Ядерні реакції нейтронного захоплення	29
1.5. Сцинтиляційні матеріали для детектування теплових нейтронів	30
1.6. Вибір напрямку дослідження	33
Розділ 2. ПРЕПАРАТИВНІ УМОВИ ОТРИМАННЯ ЗРАЗКІВ КОМПОЗИТУ ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ СИНТИЛЯЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ	37
Розділ 3. СИНТИЛЯЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ КОМПОЗИТНОГО СИНТИЛЯТОРА ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$	40

НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ РПЗ.4				
<i>Изм.</i>	<i>Лист</i>	<i>№ докум.</i>	<i>Підпис</i>	<i>Дата</i>
<i>Розроб.</i>		Колтунов Д.Є.		
<i>Перев.</i>		Трефілова Л.М.		
<i>Н. Контр.</i>		Скородумова О.Б.		
<i>Затвердив</i>		Спелужніков Є.Д.		
Отримання та характеристика детектора теплових нейтронів $\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$				
		<i>Лім.</i>	<i>Лист</i>	<i>Листів</i>
			5	54
ХТк-20-245				

Розділ 4. ОХОРОНА ПРАЦІ	47
4.1 Загальні положення охорони праці	47
4.2. Небезпечні та шкідливі фактори у хімічній лабораторії	47
4.3. Аналіз виробничого травматизму, у хімічній лабораторії	49
4.4. Висновки за розділом	50
ВИСНОВКИ	51
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	52

ВСТУП

Добре відомо, що за своїми робочими характеристиками газорозрядні трубки, заповнені інертним ^3He газом, є найкращими нейтронними детекторами, що характеризуються високою ефективністю реєстрації теплових нейтронів, низькою чутливістю до γ -випромінювання, низьким власним фоном, високим просторовим розділенням, а також стабільністю робочих характеристик. В даний час виробництво детекторів ^3He для цілей національної безпеки, ядерної безпеки та технологій, що базуються на застосуваннях нейтронного розсіювання, стикається з проблемами дефіциту ^3He ізотопу через його надзвичайно низький вміст ($\sim 10^{-4}$ %) у природному ґелії.

Твердотільні сцинтилятори є підхожою альтернативою ^3He -газорозрядним трубкам для реєстрації теплових нейтронів. Вони являють собою гомо- або гетерогенні матеріали, що містять ізотопи елементів з високим перерізом захоплення нейтронів. Такі ізотопи, звані «конвертерами», захоплюють нейтрони, які в результаті ядерної реакції перетворюються в заряджені частинки і/або γ -кванти. Це вторинне випромінювання взаємодіє з електронною підсистемою сцинтилятора, викликаючи спалахи світла (сцинтиляції), які можна виявити та кількісно оцінити.

Твердотільний сцинтиляційний детектор теплових нейтронів повинен бути відносно дешевим, мати великий світловий вихід, короткий час висвічування та низьку чутливість до γ -випромінювання. Таким вимогам задовольняє сцинтиляційний композитний матеріал $^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, що являє собою суміш порошків конвертера ^6LiF і сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$, останній з яких перетворює поглинену енергію продуктів ядерної реакції в світлові спалахи - сцинтиляції. Недорогий $^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ композит вигідно відрізняється від інших сцинтиляційних матеріалів своїм високим світловим виходом (160000 фотонів на нейтрон) та дуже низькою чутливістю (на рівні 10^{-6}) до γ -випромінювання. Однак оскільки коефіцієнти заломлення $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і LiF , які становлять приблизно 2,4 і 1,3, відповідно, різко розрізняються між собою,

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						7
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

це призводить до поганого світлозбору, що накладає жорстке обмеження на товщину ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ композиту.

Робочі характеристики детектора теплових нейтронів залежать не тільки від товщини шару композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, але також від дисперсності порошків ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і співвідношення їх концентрацій у трикомпонентному композиті ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ +зв'язуюче. Концентрація ${}^6\text{LiF}$ визначає, скільки нейтронів він поглине і перетворить їх на α -частинки та тритони. Це вторинне випромінювання повинне потрапити в $\text{ZnS}(\text{Ag})$, щоб передати йому свою енергію, яка потім трансформується у світлові спалахи - сцинтиляції. Концентрація $\text{ZnS}(\text{Ag})$ визначає імовірність його взаємодії з α -частинками та тритонами, так само, як і результуючу імовірність випромінювання сцинтиляцій композитом ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ при поглинанні ним теплових нейтронів.

Таким чином, має існувати оптимальне співвідношення концентрацій конвертера ${}^6\text{LiF}$ і сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$, що визначає товщину шару опалесцируючого композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, прозорість якого можна покращити за рахунок збільшення концентрації зв'язуючого.

Розмір зерен порошків конвертера ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ у композиті ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ також сильно впливає на ефективність перетворення теплових нейтронів на оптичні фотони. Коли розмір зерна порошку ${}^6\text{LiF}$ перевищує пробіг α -частинок, останні не зможуть залишити конвертер, щоб потрапити в $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і, отже, ефективність конверсії композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ зменшиться. У той же час розмір зерна порошку $\text{ZnS}(\text{Ag})$ має бути достатньо великим, щоб поглинути більшу частину енергії α -частинки і тритону.

Метою даної роботи є визначення оптимальних розмірів зерен конвертера та сцинтилятора при заданому співвідношенні компонентів композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ +зв'язуюче, а також виготовлення та характеристика детектора теплових нейтронів на основі ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ з оптимізованим розміром зерен конвертера ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						8
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

Розділ 1. ПРОЦЕСИ ВЗАЄМОДІЇ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

1.1. Види іонізуючого випромінювання

Іонізуючим випромінюванням називається потік частинок або фотонів (квантів електромагнітного випромінювання), взаємодія яких з речовиною призводить до іонізації атомів [1]. Такі випромінювання обумовлені процесами, що протікають у атомах і ядрах, перші з яких являють собою самодовільні або змушені перетворення електронних оболонок атомів, а другі пов'язані з перетворенням атомних ядер в результаті радіаційного розпаду або ядерних реакцій. Іонізуючі випромінювання також одержують за допомогою прискорювачів. Космічні промені також відносять до іонізуючого випромінювання. Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною є складним багаточастковим процесом.

В залежності від маси та заряду іонізуючі випромінювання можна поділити на чотири групи:

1. важкі заряджені частинки,
2. легкі заряджені частинки,
3. рентгенівські та γ -кванти
3. нейтрони.

Зарядженими частинками є ядра хімічних елементів, протони, електрони та позитрони. По відношенню маси спокою частинок до маси електрона заряджені частинки прийнято розділяти на важкі та легкі. Важкі заряджені частинки (протони, дейтрони, α -частки, уламки поділу) складаються з нуклонів. Легкі заряджені частинки являють собою електрони і позитрони, що мають однакову масу і несуть заряди протилежного знака. Електрони і позитрони мають загальну назву - β -частки.

При русі в речовині заряджені частинки іонізують атоми, тому їх відносять до безпосередньо іонізуючого випромінювання.

Нейтрони і γ -кванти не можуть здійснювати безпосередньо іонізацію, оскільки вони електрично нейтральні. Однак їхня взаємодія з атомами речовини призводить

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		9

до появи заряджених частинок, які безпосередньо іонізують речовину. Тому потоки нейтронів і гамма-квантів називають побічно іонізуючим випромінюванням.

Поглинання енергії будь-якого виду випромінювання призводить до ряду явищ в речовині, які використовуються для детектування і спектрометрії випромінювання.

1.2. Взаємодія заряджених частинок з речовиною

Заряджені частинки за допомогою свого кулонівського електричного поля взаємодіють з орбітальними електронами та ядрами атомів, з якими вони зіштовхуються і за рахунок цього передають речовині свою енергію.

Взаємодії заряджених частинок з орбітальними електронами атомів речовини може бути *пружними* і *непружними*. До пружних відносять такі взаємодії, за яких сума кінетичних енергій частинок до і після їх зіткнень залишається незмінною. Таким процесом є пружне розсіювання (зіткнення), в результаті якого змінюється напрямок руху частинок.

При непружній взаємодії (зіткненнях) енергія заряджених частинок витрачається на іонізацію і збудження атомів, а також на випромінювання гальмівного випромінювання, що спостерігається при русі зарядженої частинки в електричному полі атомів поглинаючого середовища.

Іонізація атомів являє собою процес перетворення нейтральних атомів речовини під дією іонізуючого випромінювання в заряджені частинки - електрони та іони. У цьому процесі з нейтрального атома вибиваються електрони, і він стає іоном. Енергія, необхідна відриву електрона, називається енергією іонізації. Комбінація вибитого електрона та іонізованого атома називається іонною парою. На формування іонної пари у різних матеріалах необхідна енергія 30–40 еВ. Ця енергія називається енергією утворення пари іонів. Повторна іонізація позитивних іонів, які утворюються, призводить до збільшення кратності їх заряду. Нейтральні атоми і молекули можуть також приєднувати електрони, утворюючи негативні іони.

Збудження атомів – це механізм втрати енергії, що є наслідком кулонівської взаємодії між зарядженою частинкою та електронами атома. У той час як при іоні-

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		10

зації видалення електронів з орбіти відбувається шляхом їх вибивання з нейтрального атома, то при збудженні атома електрону передається енергія, що є недостатньою для його вибивання, в результаті чого цей електрон переходить на більш високий енергетичний рівень, але атом в цьому випадку зберігає свою нейтральність. Збудження не призводить до утворення іонних пар і до появи вільних зарядів у речовині. При переході електрона на попередню орбіту випромінюється *характеристичне випромінювання*. На кожен утворену пару іонів при іонізації атома припадає приблизно два-три збуджені атоми. Втрати енергії на іонізацію та збудження атомів речовини називаються іонізаційними втратами.

Гальмівне випромінювання викликано тим, що заряджені частинки, пролітаючи поблизу атомів поглинаючого середовища, розсіюються ядрами і орбітальними електронами цих атомів, втрачаючи при цьому частину своєї енергії. Відповідно до законів термодинаміки рух зарядженої частки з прискоренням в електричному полі супроводжується випромінюванням рентгенівського випромінювання. При цьому частинка рухається з негативним прискоренням, тобто гальмується. Втрати на гальмування прямо пропорційні енергії зарядженої частинки, квадрату атомного номера поглинача і обернено пропорційні квадрату маси зарядженої частинки.

1.2.1. Процеси непружного розсіювання заряджених частинок у речовині

Основними параметрами, що характеризують процес гальмування заряджених частинок у речовині є питома іонізація та питомі іонізаційні втрати. Питома іонізація $i = \frac{dn}{dx}$ є відношенням числа іонів одного знака dn , утворених іонізуючою зарядженою частинкою на елементарному шляху dx , до величини цього шляху (рис.1.1). Питома іонізація залежить від шляху, пройденого зарядженою частинкою в речовині.

Питомі іонізаційні втрати $\frac{dE}{dx}$ є відношенням енергії dE , переданої частинкою речовині в результаті зіткнень при її переміщенні на відстань dx , до цієї відстані; $\frac{dE}{dx}$ залежить від відстані, що проходить частинка в речовині.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						11
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

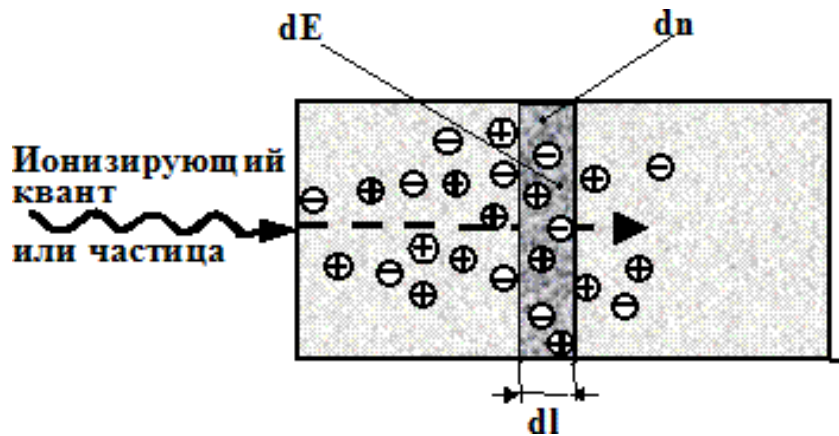


Рис. 1.1. Схема проходження частинки крізь середовище

При зіткненні частинок, що мають порівнянні маси, можлива будь-яка втрата енергії, аж до повної втрати при одноразовому зіткненні. У той же час при взаємодії частинок з різними масами втрата енергії при зіткненні відбувається тільки малими порціями. Це означає, що процес уповільнення важкої частки при взаємодії з легкими частинками відбувається майже безперервно.

Розсіювання важкої частинки на електронах атома призводить до непружних втрат енергії на збудження та іонізацію атома, проте напрямок руху частинки при цьому залишається практично незмінним. Таким чином, траєкторія важкої частинки при проходженні через речовину близька до прямолінійної, і її уповільнення може розглядатися як безперервний процес. У той же час траєкторія легкої частинки в речовині може суттєво відрізнитися від прямої, а свою енергію вона втрачає порціями в середньому набагато більшими, ніж у випадку важкої частинки. Перелічені відмінності у формі траєкторій та втратах енергії важких і легких частинок дають підстави розглядати їх проходження через речовину окремо.

1.2.2. Проходження важких заряджених частинок через речовину

Зіткнення важких частинок з ядрами дуже малоймовірні, тому що ядро займає відносно малий об'єм в атомі і тому ядра мало впливають на гальмування важких частинок. В результаті взаємодії з атомом речовини зарядженої частинки, що має енергію більшу, ніж енергія зв'язку електрона в атомі, електрон отримує від неї до-

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		12

даткову енергію і переходить на один з віддалених від ядра енергетичних рівнів або залишає атом, тобто відбувається збудження чи іонізація атома. Оскільки маса налітаючої частинки значно перевершує масу електрона, у кожному акті іонізації частинка втрачає тільки малу долю своєї енергії. Іонізаційні втрати енергії в першому наближенні можна розглядати як безперервний процес, який кількісно можна описати питомими іонізаційними втратами енергії, що являють собою середні втрати енергії частинки на іонізацію, яку вона виробляє на одиниці довжини своєї траєкторії.

Питомі іонізаційні втрати енергії для важких заряджених частинок описуються формулою Бете-Блоха (1.1), отриманої в рамках класичного опису в припущенні того, що швидкість налітаючої частинки (v) набагато більша швидкості електрона в атомі (v_e). Це дозволяє розглядати електрон як такий, що покоїться в процесі зіткнення, а енергія налітаючої частинки набагато більше енергії зв'язку електрона в атомі, і тому електрони можна вважати вільними.

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2} \quad (1.1),$$

де m_e - маса електрона ($m_e c^2 = 511$ кеВ - енергія спокою електрона); c - швидкість світла; v - швидкість частинки; $\beta = v/c$; Z - заряд частинки в одиницях заряду позитрона; n - густина електронів у речовині; \bar{I} - середній іонізаційний потенціал атомів речовини середовища, через яке проходить частинка. $\bar{I} = 13,5 \text{ eV} \cdot Z'$, де Z' - заряд ядер речовини середовища в одиницях заряду позитрона.

Формулу Бете-Блоха часто записують у дещо іншому вигляді:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2 A} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (1.2),$$

де N_A - число Авогадро, Z і A - атомний номер і масове число речовини, I - його середній потенціал іонізації, z - заряд (в одиницях e) іонізуючої частинки, β - її швидкість (в одиницях швидкості світла c), e та m_e - заряд та маса електрона.

З формули Бете-Блоха випливає, що втрати енергії важкої частинки квадратично залежать від її заряду і є функцією її швидкості, але не залежать від маси цієї частки:

									Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата					13

$$\frac{dE}{dx} = Z^2 f(\beta) \quad (1.3)$$

Залежність dE/dx від властивостей поглинаючого середовища визначається, головним чином, відношенням Z/A , близьким до $1/2$ для більшості речовин. Вплив потенціалу іонізації речовини I , що стоїть в «під логарифмом» в рівнянні (1.3), незначний.

Таким чином, питомі втрати енергії прямо пропорційні числу електронів речовини, квадрату заряду частинки, що втрачає свою енергію на іонізацію, і обернено пропорційні квадрату швидкості цієї частинки. Питомі втрати енергії не залежать від маси m зарядженої частинки, але істотно залежать від її швидкості.

При визначенні пробігу R важких частинок слід зазначити, що енергія E на шляху dx змінюється величину dE , отже $dx = (dx/dE)dE$. Тоді повний пробіг важкої частинки дорівнює:

$$R = \int_0^{E_{max}} \frac{dx}{dE} dE \quad (1.4)$$

Важкі заряджені частинки взаємодіють в основному з атомними електронами і мало відхиляються від початкового напрямку свого руху. Тому пробіг важкої частинки вимірюють відстанню по прямій від джерела частинок до точки їх зупинки. Довжина пробігу частинки залежить від її заряду, маси, початкової енергії, а також від властивостей середовища, в якому рухається частинка.

Нижче наведено емпіричну формулу для середнього пробігу моноенергетичних α -частинок у повітрі за нормальних умов:

$$R_\alpha = 0,318E_\alpha^{3/2}, \text{ см} \quad (1.5)$$

де $E_\alpha^n < 9 \text{ MeV}$ - кінетична енергія, MeV.

Для α -часток з більшою енергією ($E_\alpha^n < 200 \text{ MeV}$) пробіг визначається за формулою:

$$R_\alpha = 0,148E_\alpha^{1,8}, \text{ м} \quad (1.6)$$

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		14

Незважаючи на високі значення енергій α -частинок, їх проникаюча здатність і пробіг є вкрай малими, наприклад пробіг α -частинки з енергією $E_\alpha = 5 \text{ MeV}$ і 30 MeV у повітрі становить $3,52 \text{ см}$ і 68 см , відповідно.

Довжина пробігу α -частинки в інших середовищах може бути визначена за формулою Брегга:

$$R_\alpha = AE_\alpha^{3/2} / \rho, \text{ мкм} \quad (1.7),$$

або за формулою Глессена:

$$R_\alpha = AE_\alpha^{3/2} / \rho Z^{3/2}, \text{ мкм} \quad (1.8),$$

де A – масове число; E_α – енергія α -частинки, MeV ; ρ – густина речовини – поглинач, г/см^3 ; Z – порядковий номер речовини.

Розподіл числа α -частинок паралельного пучка по товщині шару поглинаючого газу (повітря) представлено на рис. 1.2. Внаслідок неоднорідності газу, що поглинає енергію α -частинок, не всі частинки з рівною початковою енергією мають однаковий пробіг R_α . Більш точне визначення R_α проводиться диференціюванням кривої 1, яка показує розподіл числа α -частинок, що зупинилися, по довжині шляху \square . Координата мінімуму диференціальної кривої 2 при $\square = R$ дає значення середнього пробігу α -частинок в речовині. Часто замість лінійного пробігу використовують масовий пробіг зарядженої частинки, який слабо залежить від складу речовини поглинач:

$$R_m = \rho R \approx A/z \quad (1.9)$$

Оскільки відношення A/z для багатьох речовин мало змінюється, то і масовий пробіг для цих речовин майже постійний. В кінці пробігу енергія α -частинки стає недостатньою для іонізації і, приєднавши до себе два електрони, вона перетворюється на атом гелію, і іонізація припиняється.

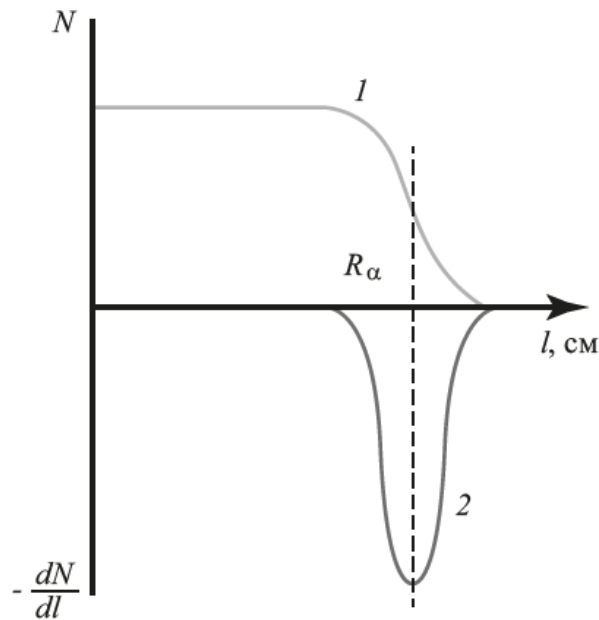


Рис. 1.2. Залежність числа α -частинок від відстані до джерела:

1 – число α -частинок на відстані x ; 2 – dN/dl – число α -частинок з пробігом l ; R_α – середній пробіг α -частинок.

Чим більша енергія α -частинки, тим більше її пробіг і більше утворених пар іонів. Так, α -частинка з енергією 5,3 МеВ, що випромінюється радіонуклідом ^{210}Po , утворює $N_n = E/\varepsilon = 5,3 \cdot 10^6 \text{ эВ} / 33,85 \text{ (eВ/на пару)} = 1,57 \cdot 10^5$ пар іонів.

Лінійна густина іонізації також залежить від енергії альфа-частинки, але ця залежність зворотна – чим менше енергія частки, тим більше ймовірність взаємодії її з орбітальними електронами. Для α -частинок від ^{210}Po лінійний пробіг становить $R = 3,87$ см. Тоді лінійна густина іонізації повітря становить $N_L = E/\varepsilon R = 5,3 \cdot 10^6 / (33,85 \cdot 3,87) \approx 4 \cdot 10^4$ пар іонів/см.

Максимального значення питома іонізація зарядженої частинки досягає в кінці пробігу, і особливо різко збільшується перед її зупинкою в речовині (пік Брегга) (рис. 1.3). Наприклад, альфа-частка з енергією 4,8 МеВ у повітрі на початку шляху утворює $2 \cdot 10^4$ пар іонів/см, а наприкінці шляху – $6 \cdot 10^4$ пар іонів/см.

Основна частина іонізації відбувається у дві стадії. На першій стадії падаюча частка безпосередньо вибиває з атомів електрони. Це так звана первинна іонізація.

Спектр кінетичної енергії первинних електронів є швидко спадаючим: $dN/dE \sim 1/E^2$.

Достатньо швидкі з них - δ -електрони, у свою чергу, проводять вторинну іонізацію.

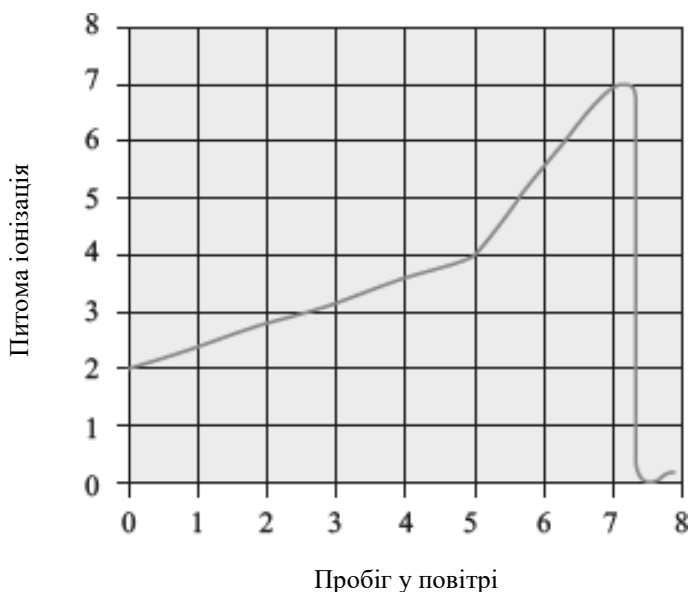


Рис. 1.3. Зміна питомої іонізації при гальмуванні α -частинок у повітрі (крива Брегга).

1.2.3. Проходження легких заряджених частинок через речовину

Як було вказано вище, до легких заряджених частинок відноситься електрони та позитрони, що мають загальну назву - β -частки. Залежно від їхньої енергії розрізняють м'яке та жорстке β -випромінювання. Бета-частинки, що мають енергію до кількох десятків кеВ, називають м'яким β -випромінюванням, а ті, що мають більшу енергію, - жорстким β -випромінюванням.

При проходженні швидких електронів через речовину кожне зіткнення з електронами атомів викликає помітну зміну напрямку їх руху і, як результат, електромагнітне випромінювання електронів. Енергія електронів витрачається на іонізаційні та радіаційні втрати та на розсіювання. Ядерні реакції протікають лише за великих (більше 20 МеВ) енергіях електронів. Іонізаційні втрати β -частинок, так само як і α -частинок, пов'язані з іонізацією та збудженням атомів поглинача, але ймовірність взаємодії β -частинок з речовиною менша, ніж α -частинок, тому що вони мають у два рази менший заряд і у багато разів меншу масу порівняно з α -частинками.

При іонізації β -частинки вибивають орбітальні електрони, які можуть проводити додаткову (вторинну) іонізацію. Повна іонізація є сумою первинної і вторинної іонізації. На 1 мкм шляху в речовині β -частка створює кілька сотень пар іонів. Уповільнений в речовині електрон залишиться вільним або буде захоплений атомом і опиниться у зв'язаному стані, а позитрон анігілює. Іонізаційні втрати переважають в області порівняно невеликих енергій β -часток:

$$(dE/dx)_{\text{ион}} \approx \rho Z/A \quad (1.10)$$

Оскільки відношення Z/A можна вважати приблизно постійним, то, виражаючи вимірювану товщину поглинаючого шару не в сантиметрах, а в одиницях $\rho \cdot \text{см}$, тобто в $\text{г}/\text{см}^2$, отримуємо, що величина поглинання β -випромінювання даної енергії буде приблизно однаковою для всіх речовин поглинача. В міру збільшення кінетичної енергії β -частинок внесок іонізаційних втрат у загальні втрати їхньої енергії буде зменшуватися. Пролітаючи поблизу ядер атомів поглинача, бета-частинки гальмуються в полі цих ядер і змінюють напрямок свого руху. Зменшення енергії в результаті гальмування супроводжується гальмівним випромінюванням, енергія якого пропорційна квадрату порядкового номера елемента Z^2 і кінетичній енергії електронів. Отже, радіаційні втрати бета-частинок:

$$(dE/dX)_{\text{рад}} \sim Z^2 E \quad (1.11)$$

Для β -частинок, що мають велику енергію (кілька МеВ), відношення радіаційних до іонізаційних втрат визначається виразом:

$$n = (dE/dx)_{\text{рад}} / (dE/dx)_{\text{ион}} = E_{\beta\text{max}} \cdot Z/800 \quad (1.12)$$

де $E_{\beta\text{max}}$ – максимальна енергія для безперервного спектра β -частинок або початкова енергія моноенергетичних електронів.

Зі збільшенням енергії електронів зростають радіаційні втрати. При певній енергії радіаційні втрати можна порівняти з іонізаційними. Ця енергія називається критичною. При рівності радіаційних та іонізаційних втрат критична енергія визначається виразом:

$$E_0 = 800/Z, \text{ МэВ} \quad (1.13)$$

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						18
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

Наприклад, для свинцю $E_0 = 800/Z = 800/82 = 10$ МеВ.

Оскільки β -частинки мають малу масу, то вони розсіюються при зіткненнях з орбітальними електронами атомів поглиначя речовини. При розсіюванні β -частинки втрачають свою енергію великими порціями, в окремих випадках до половини. Зі зменшенням енергії частинок і зі збільшенням атомного номера речовини поглиначя розсіювання збільшується. В результаті розсіювання в поглиначі шлях β -часток є непрямолінійним і справжня довжина шляху в поглиначі перевершує їхній лінійний пробіг. Практичний інтерес представляє не справжній лінійний пробіг, а ефективний пробіг, який визначається мінімальною товщиною речовини, що вимірюється в напрямку вихідного пучка електронів і відповідає їх повному поглинання. Зручно використовувати масовий коефіцієнт ослаблення $\mu_m = \mu \cdot \rho$ (см²/г). Ефективні масові пробіги моноенергетичних електронів знаходять за емпіричними формулами. Поглинання β -часток із суцільним спектром відбувається за експоненціальним законом:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu d) \quad (1.18),$$

де Φ_0 - початкова густина потоку бета-часток; Φ – густина потоку після проходження поглиначя завтовшки d ; μ – лінійний коефіцієнт ослаблення.

1.3. Взаємодія γ -випромінювання з речовиною

Основними процесами взаємодії γ -квантів з речовиною є фотоефект, комптонівське розсіювання та ефект утворення електронно-позитронних пар. Повний переріз цих процесів дорівнює сумі перерізів кожного з зазначених вище процесів:

$$\sigma_{total}^{\gamma} = \sigma_{photo} + \sigma_{Compton} + \sigma_{pair}, \quad (1.19)$$

Для γ -квантів лінійний коефіцієнт ослаблення μ можна визначити як функцію σ_{total}^{γ} :

$$\mu = \frac{\sigma_{total}^{\gamma} N_A}{A} \rho, \quad (1.20)$$

де N_A – число Авогадро, A – атомна маса поглинаючого середовища, ρ – його густина.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		19

Імовірність взаємодії різних процесів є функцією двох параметрів: енергії падаючого фотона та атомного номера поглиначя. Це ілюструє Рис. 1.4.

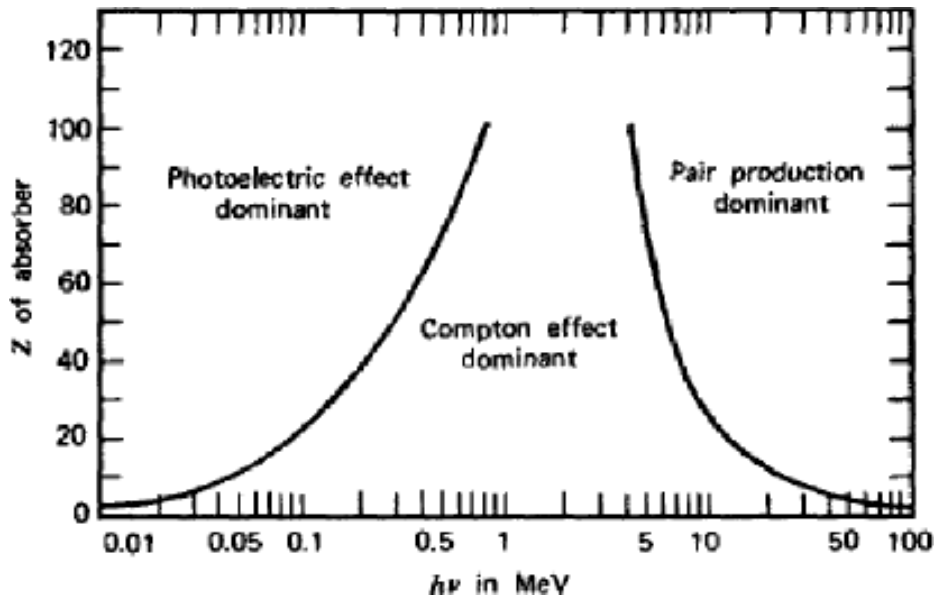


Рис. 1.4. Відносне значення трьох типів взаємодії γ -кванта з речовиною як функція енергії падаючого γ -кванта та атомного номера матеріалу поглиначя, Z [1].

Розглянемо більш детально кожен з цих трьох процесів.

Фотоелектричний ефект. У процесі фотоелектричного поглинання γ -квант (або інакше фотон) взаємодіє з атомом поглиначя, в результаті чого фотон повністю зникає (рис. 1.5) Замість нього високо енергетичний електрон, який називають фотоелектроном, викидається атомом з однієї з його оболонок. Така взаємодія відбувається з атомом як цілим і не може відбуватися з вільними електронами. Для γ -променів, що мають достатню енергію, найбільш вірогідним походженням фотоелектрона є електрон, вивільнений з найбільш зв'язаної з ядром оболонки або з К-оболонки атома. Фотоелектрон має енергію, що визначається за формулою:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b, \quad (1.21)$$

де E_b - енергія зв'язку фотоелектрона в його початковій оболонці. Для енергій γ -випромінювання з енергією понад кілька сотень кеВ фотоелектрон переносить більшу частину початкової енергії фотона.

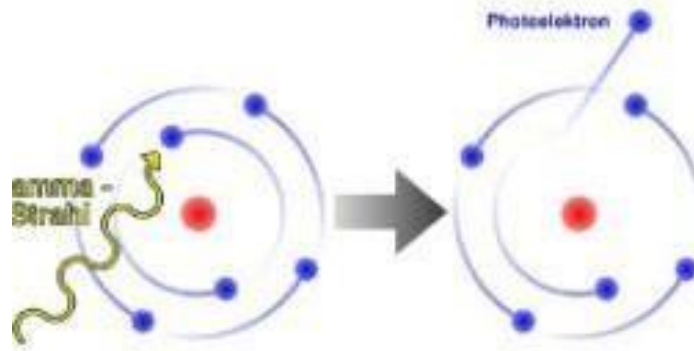


Рис. 1.5. Схема фотоэффекту

В результаті фотоэффекту разом з фотоелектроном, також утворюється іонізований атом-поглинач з вакансією в одній із його електронних оболонок. Ця вакансія швидко заповнюється шляхом захоплення вільного електрона із середовища та/або перегрупування електронів з інших оболонок атома. Таким чином, можуть бути також згенеровані один або більше характеристичних фотонів рентгенівського випромінювання. В більшості випадків ці рентгенівські промені знову поглинаються поблизу того ж місця, внаслідок чого вивільняються електрони з менш міцно зв'язаних оболонок. Після вильоту фотоелектрона у атомній оболонці утворюється вакансія. Перехід менш зв'язаних електронів на вакантні рівні супроводжується виділенням енергії, яка може передаватися одному з електронів верхніх оболонок атома, що призводить до його вильоту з атома (ефект Оже) або трансформуватися в енергію характеристичного рентгенівського випромінювання. Таким чином, при фотоэффекті частина енергії первинного гамма-кванта перетворюється на енергію електронів (фотоелектрони та електрони Оже), а частина виділяється у вигляді характеристичного випромінювання. Лінійний коефіцієнт фотопоглинання можна записати у вигляді:

$$\mu = \mu_k + \mu_s \quad (1.22),$$

де μ_k - частина коефіцієнта фотоелектричного поглинання, що характеризує перетворення енергії первинних фотонів у кінетичну енергію електронів; μ_s - частина коефіцієнта фотоелектричного поглинання, що характеризує перетворення енергії первинних фотонів на енергію характеристичного випромінювання.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		21

Фотоефект відіграє важливу роль при невеликих енергіях γ -квантів, (при енергіях $E_\gamma < 0,5 \text{ MeV}$, коефіцієнт фотоелектричного поглинання τ зменшується із зростанням енергії за законом E_γ^{-3} . Зі збільшенням атомного номера речовини Z , ймовірність фотоефекту зростає і τ підкоряється закону:

$$\tau = \text{const} \frac{Z^m}{E_\gamma^n} \quad (1.23),$$

де емпіричні коефіцієнти m та n змінюються, відповідно, в діапазонах 4 - 4,6 і 3 - 1 в залежності від енергії γ -квантів.

Комптонівське розсіювання. Комптонівське розсіювання (або Комптон-ефект) - це пружна взаємодія фотона γ -випромінювання із зв'язаним в атомі (орбітальним) електроном. На відміну від фотоефекту цей процес не веде до повного поглинання γ -випромінювання, тому що фотон передає електрону лише частину своєї енергії і змінює напрямок свого руху. На рис. 1.6. можна бачити, що в процесі комптонівського розсіювання γ -фотон, налітаючи на орбітальний електрон атома поглинаючого середовища, відхиляється на кут θ відносно свого початкового напрямку. Вважається, що орбітальний електрон перебуває в спокої, а після отримання енергії від фотона відхиляється на кут ψ ; електрон, що отримав енергію від фотона називають електроном віддачі.

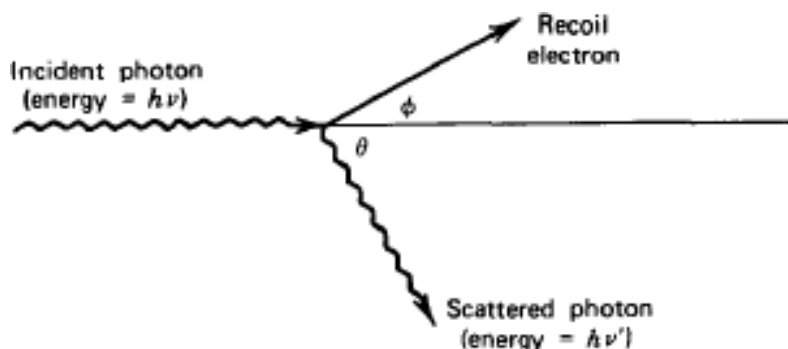


Рис. 1.6. Схематичне зображення ефекту Комптона.

Оскільки кути розсіювання можуть бути будь-якими, енергія, яку при цьому втрачає фотон, може змінюватися від нуля до значної частини його початкової енергії. Формула (1.24) що описує енергію та кути комптонівського розсіювання

фотона і орбітального електрона отримана з урахуванням законів збереження енергії та імпульсу.

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}, \quad (1.24)$$

де m_0c^2 – енергія спокою електрона (0,511 МеВ).

Фотон, підданий комптонівському розсіюванню, завжди зберігає частину своєї початкової енергії, і при малих кутах розсіювання θ має незначні втрати енергії. Імовірність комптонівського розсіювання на атом поглинаючої речовини залежить від кількості електронів, і тому лінійно зростає з атомним числом Z . Залежність процесу комптонівського розсіювання від енергії гамма-випромінювання ілюструє Рис. 1.4.

Утворення електрон-позитронних пар. Утворення електрон-позитронних пар - це процес, коли в полі атома замість фотона утворюється електрон-позитронна пара (Рис. 1.7). Для такої взаємодії необхідно, щоб енергія первинного фотона була більшою за 1,02 МеВ (подвоєної маси спокою електрона). Закон збереження енергії

при цьому записується у вигляді:

$$E_\lambda = E_{e^-} + E_{e^+} + 1,02 \text{ МеВ}, \quad (1.25)$$

де E_{e^-} і E_{e^+} , відповідно, кінетичні енергії електрона та позитрона.

Позитрон, сповільнившись, взаємодіє з одним із електронів середовища. В результаті утворюється два фотони анігіляційного випромінювання з сумарною енергією 1,02 МеВ.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		23

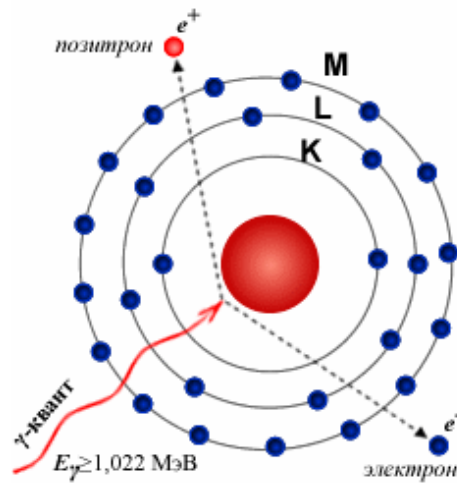


Рис. 1.7. Схематичне зображення утворення електрон-позитронних пар

Отже, при утворенні електрон-позитронних пар енергія первинних фотонів перетворюється на кінетичну енергію іонізуючого випромінювання (електронів і позитронів) та в енергію анігіляційного випромінювання.

Слід зазначити, що на відміну від випромінювання, що несе електричний заряд, для γ -квантів не існує поняття пробігу, максимального пробігу, втрат енергії на одиницю довжини шляху. При проходженні випромінювання через речовину його енергія не змінюється, але в результаті зіткнень поступово послаблюється інтенсивність γ -випромінювання:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1.26)$$

де I_0 -початкова інтенсивність γ -випромінювання, μ -коефіцієнт ослаблення (поглинання).

1.4. Взаємодія нейтронів з речовиною

Не маючи електричного заряду, нейтрон не взаємодіє з електричним полем заряджених частинок та ядер атомів і тому може пройти значні відстані у речовині до зіткнення з ядром. У полі ядра атома нейтрони в залежності від їх енергії можуть зазнавати різних типів взаємодії: пружне та непружне розсіювання, радіаційне захоплення з випромінюванням фотона, захоплення з випромінюванням заряджених частинок і розділення ядер. Перерізи цих процесів складно залежать від енергії нейтро-

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		24

нів і значно розрізняються для різних елементів. На практиці умовно прийнято наступне розбиття нейтронів за енергіями:

1. *повільні нейтрони*, $E < 1$ кеВ. До цієї групи входять: теплові ($5 \cdot 10^{-3}$ еВ $< E < 0,5$ еВ), надтеплові ($0,5$ еВ $< E < 1$ кеВ) нейтрони;
2. *проміжні нейтрони*, 1 кеВ $< E < 0,2$ МеВ;
3. *швидкі нейтрони*, $0,2 < E < 20$ МеВ.
4. *надшвидкі нейтрони*, $E > 20$ МеВ.

1.4.1 Пружне розсіювання нейтронів

Пружне розсіювання являє собою такий вид взаємодії, при якому нейтрон, стикаючись з ядром поглинаючого матеріалу, змінює напрямок свого руху і через втрачає при цьому частину своєї енергії, але повна кінетична енергія системи нейтрон - ядро залишається незмінною (Рис. 1.8).

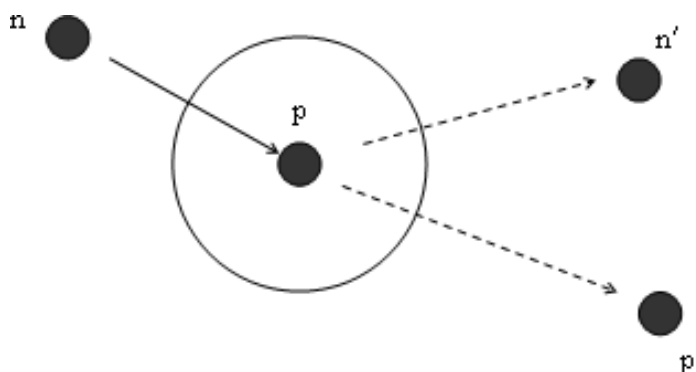


Рис. 1.8. Схема пружного розсіювання нейтрону на ядрі атома водню

Пружне розсіювання грає суттєву роль у послабленні потоку швидких нейтронів. Найбільш ефективно процес пружного розсіювання протікає у водневмісних середовищах. Оскільки маси протона і нейтрона практично однакові, то при зіткненні з ядром водню нейтрон в середньому втрачає половину своєї енергії. Пружне розсіювання нейтронів на ядрах водню призводить до поступової втрати їх енергії, в результаті чого, енергія нейтронів зменшується до рівня теплової енергії, завдяки чому

вони поглинаються ядрами водню. Можна вважати, що в інших речовинах нейтрони з енергією приблизно до 1 МеВ зазнають переважно пружного розсіювання.

1.4.2 Непружне розсіювання нейтронів

При непружному розсіянні енергія нейтрона, що налітає на ядро атома поглинаючого середовища витрачається не тільки на зміну кінетичної енергії ядра, але і на його збудження (рис. 1.9). Ядро швидко переходить зі збудженого в основний стан, випромінюючи γ -квант.

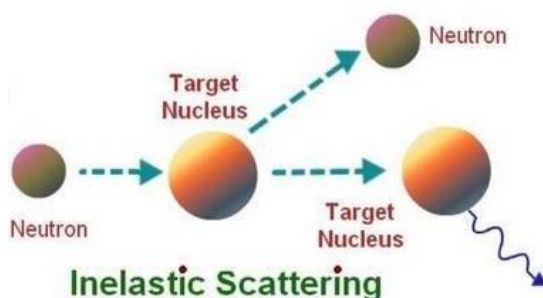


Рис. 1.9. Схема непружного розсіювання нейтрону на ядрі атома водню

Втрата енергії нейтроном при непружному розсіянні в середньому виявляється більшою, ніж при пружному розсіянні. Непружне розсіювання нейтронів має граничний характер. Воно може відбутися тільки в тому випадку, якщо енергія падаючого нейтрона E_0 перевершує енергію E^* першого збудженого стану ядра-мішені. Після непружного розсіювання ядро-мішень переходить в збуджений стан, а енергія нейтрона дорівнює $E_0 - E^*$. У більшості випадків енергія, що була передана нейтроном ядру мішені, виділяється у вигляді випромінювання γ -кванта, спектр якого визначається структурою енергетичних рівнів збудженого ядра.

Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата

1.4.3. Ядерні реакції нейтронного захоплення

Реакція нейтронного захоплення є ядерною реакцією, що супроводжується захопленням нейтрона атомним ядром. Оскільки кулонівські сили відштовхування не діють на нейтрон, останній може проникати в ядро атома A_ZX . Надлишок енергії утвореного складового ядра ${}^{A+1}_ZX$, випускається ним у вигляді гамма-квантів (рис.1.10). У цьому випадку нейтронне захоплення називається радіаційним захопленням нейтрону. Більш важкий ізотоп вихідного елемента, що утворюється в результаті радіаційного захоплення, може бути нестійким до бета-розпаду, і тому це ядро нестійкого ізотопу випускає бета-частинку з утворенням наступного за атомним номером елемента.

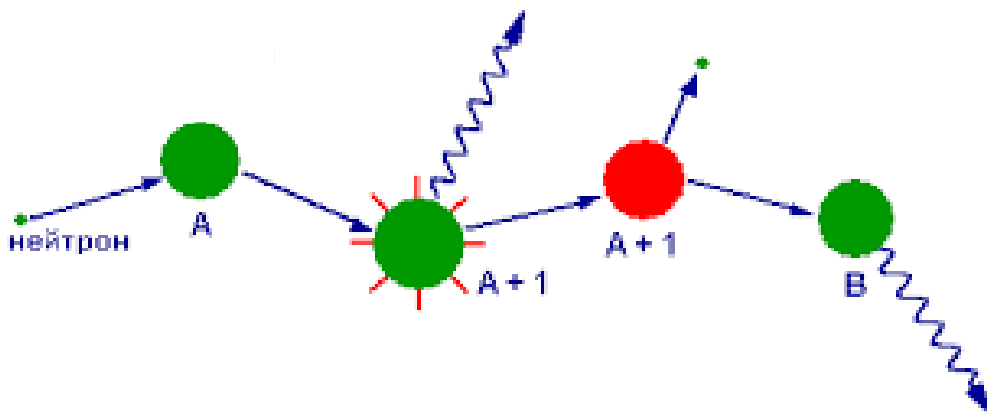


Рис. 1.10. Схема реакції радіаційного захвату

Нейтронне захоплення може ініціювати також інші ядерні реакції, результатом яких є ділення ядер. Прикладом такої реакції нейтронного захоплення може бути ділення ядра ${}^{235}\text{U}$. Після ділення цього ізотопу, як правило, утворюються два уламки із співвідношенням мас 2 до 3, а також 2 або 3 нейтрони (рис. 1.11).

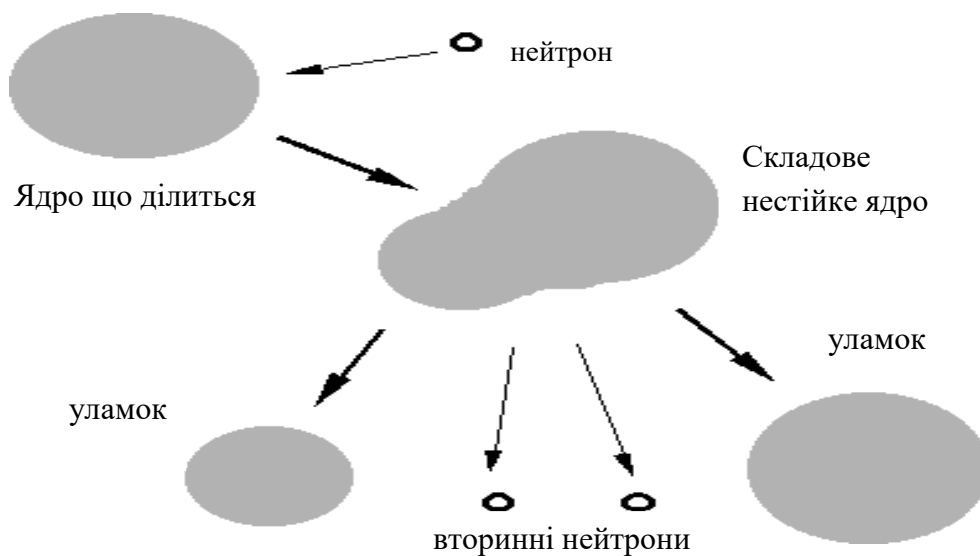


Рис. 1.11. Схема реакції ділення ядра, що протікає внаслідок нейтронного захоплення

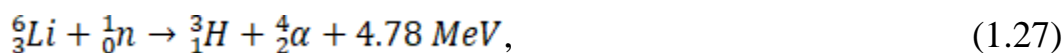
1.5. Сцинтиляційні матеріали для детектування теплових нейтронів

Добре відомо [1], що за своїми робочими характеристиками газорозрядні трубки заповнені інертним газом ^3He є найкращими нейтронними детекторами, які характеризуються високою ефективністю реєстрації нейтронів, особливо в області теплових енергій, низькою чутливістю до γ -випромінювання, низьким власним фоном, високим просторовим розділенням, а також стабільністю робочих характеристик у часі. Виробництво детекторів ^3He для цілей національної безпеки, ядерної безпеки [2,3] та застосування нейтронного розсіювання [4-7] стикається з проблемами дефіциту ізоотопу ^3He через його надзвичайно низьку концентрацію ($\sim 10^{-4}$ %) у природному гелії.

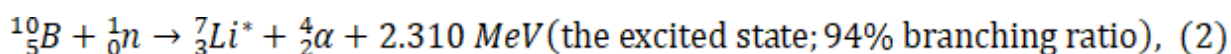
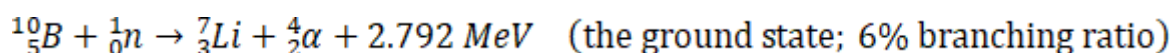
Твердотільні сцинтилятори є відповідною альтернативою ^3He -газорозрядним трубкам для реєстрації теплових нейтронів [2,8]. Це гомогенні або гетерогенні матеріали, що містять ізоотопи з високим перерізом захоплення нейтронів. Такі ізоотопи, звані «конвертерами», захоплюють падаючі нейтрони і перетворюють їх у заряджені частинки та/або γ -кванти. Це вторинне випромінювання взаємодіє з електронною підсистемою сцинтиляційного матеріалу, викликаючи спалахи світла (сцинтиляції), які можна виявити і кількісно оцінити.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		28

Вибір перетворювача нейтронного випромінювання багато в чому визначає ефективність реєстрації, просторове та енергетичне розділення детектора теплових нейтронів. Найбільш підходящими перетворювачами теплових нейтронів є ізотопи ${}^6\text{Li}$ і ${}^{10}\text{B}$ з великими перерізами захоплення (940 та 3840 барнів, відповідно) [9]. Відповідно до [1,8], ${}^6\text{Li}$ перетворює захоплений нейтрон в тритон ${}^3\text{H}$ і α -частинку з енергією 2,05 і 2,73 еВ, відповідно:



Реакція захоплення нейтрона ядром ${}^{10}\text{B}$ протікає двома каналами [1,10]:



У першому каналі ${}^{10}\text{B}$ розпадається на ${}^7\text{Li}$ в основному стані і α -частинку з енергією 1,0 МеВ і 1,8 МеВ, відповідно. У другому каналі ${}^{10}\text{B}$ розпадається на ${}^7\text{Li}$ у збудженому стані і α -частинку з енергією 0,83 МеВ і 1,47 МеВ відповідно. Ядро ${}^7\text{Li}$ у збудженому стані (${}^7\text{Li}^*$) з'являється у 94% випадків, а його перехід в основний стан супроводжується випромінюванням γ -кванта з енергією 480 кеВ.

За даними [8], довжина поглинання теплових нейтронів у хімічних сполуках, що містять елементи Li та B, збагачених ізотопами ${}^6\text{Li}$ та ${}^{10}\text{B}$, становить 1 мм та 0,1 мм відповідно. Однак, хоча ядра ${}^{10}\text{B}$ захоплюють нейтрони в чотири рази ефективніше, ніж ядра ${}^6\text{Li}$, продукти реакції захоплення нейтронів ядрами ${}^6\text{Li}$ мають більш високу енергію і не містять γ -квантів, що забезпечує кращу селективність нейтрон/гамма-випромінювання на відносно високому фоні γ -радіації [10]. Таким чином, ядро ${}^6\text{Li}$, в принципі, є кращим перетворювачем теплового нейтрона в заряджені частинки (α і тритон), енергія яких перетворюється скінтілятором на світлові спалахи. Сіль ${}^6\text{LiF}$ є кращим вибором як конвертер, оскільки вона хімічно стабільна [11].

$\text{ZnS}(\text{Ag})$ являє собою високоефективний скінтілятор, що широко використовується для реєстрації альфа- та іншого короткопробіжного випромінювання [12]. Цей скінтіляційний матеріал стійкий до агресивних та вологих середовищ. Серед

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		29

усіх сцинтиляторів ZnS(Ag) має найвищий абсолютний світловий вихід - 95 000 фотонів на 1 MeV поглиненої енергії [13,14]. ZnS(Ag) у суміші з ${}^6\text{LiF}$, він забезпечує високий сцинтиляційний відгук на дію теплових нейтронів (160 000 фотонів на нейтрон) [9,15]. Однак ZnS(Ag) доступний тільки у вигляді порошку [16], що складається з безлічі кристалічних зерен. Через перепоглинання і розсіювання світла дисперсним сцинтилятором ZnS(Ag), існує значна різниця між його абсолютним і технічним світловим виходом. Причиною цієї різниці є поганий світлозбір в сцинтиляторі ZnS(Ag) [10,13].

На рис.1.12 схематично показаний процес реєстрації теплового нейтрону композиційному матеріалі ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, що представляє собою порошкову суміш конвертера ${}^6\text{LiF}$ і сцинтилятора ZnS(Ag), скріплених зв'язуючим матеріалом, яким може бути поліетилен, пластик, люцит, епоксидна смола, силікат натрію або якийсь інший [6,17,18]. Зазначимо, що втрати енергії продуктів реакції захоплення нейтрона у зв'язуючому зазвичай незначні.

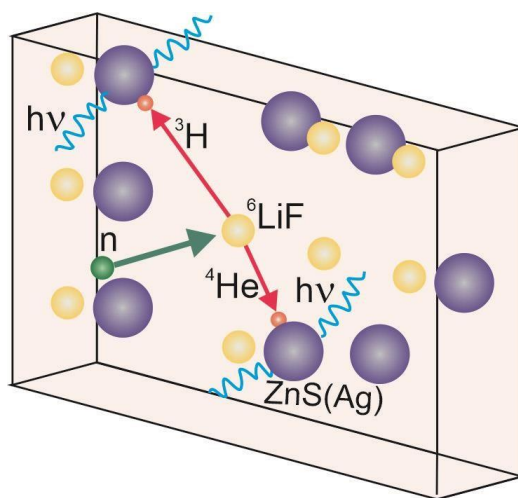


Рис. 1.12. Схема реєстрації теплових нейтронів в ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$

Сцинтиляційний процес у ZnS(Ag) обумовлений рекомбінацією просторово розділених донорно-акцепторних пар, відповідальних за смугу люмінесценції з максимумом в області $\lambda_{\text{max}} = 450 \text{ нм}$ ($E_{\text{ph}} = 2,8 \text{ eV}$) [19, 20]. Сцинтиляційний відгук ZnS(Ag) на β - і γ -випромінювання відрізняється від відгуку на α -випромінювання

[21]. Світлий вихід, що припадає на 1 MeV поглиненої енергії β -частинок або γ -фотонів становить близько 2-5% від світлового виходу, що припадає на 1 MeV поглиненої енергії α -частинок. Така різниця у світловому виході α - та β - або γ -випромінювання використовується для розпізнавання іонізуючого випромінювання. Встановлений поріг реєстрації при аналізі амплітуди сцинтиляційного імпульсу дозволяє виділити сигнали великої амплітуди від α -часток і відфільтрувати сигнали з малою амплітудою, що обумовлені β - або γ -випромінюванням. При реєстрації теплових нейтронів внесок γ -квантів не перевищує 10^{-6} [10, 22], що робить композитний матеріал ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ найкращим у разі необхідності розділення нейтронного та гамма випромінювання.

Відповідно до [23], характерною особливістю донорно-акцепторного механізму рекомбінації є не експоненційне загасання люмінесценції. Сума двох експоненційних та однієї гіперболічної компонента з постійними часу 26 нс, 130 нс і 1,1 μs описує кінетику загасання люмінесценції $\text{ZnS}(\text{Ag})$ [19]. Час загасання сцинтиляцій τ_d становить 110-113 нс, що відповідає часу, за який інтенсивність люмінесценції $\text{ZnS}(\text{Ag})$ зменшиться в e раз [12]. Порівняно з іншими сцинтиляторами, $\text{ZnS}(\text{Ag})$ швидко реагує на γ - та β -частинки та повільно реагує на α -частинки [22]. У ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ події реєстрації γ -квантів займають близько 90 нс, тоді як події реєстрації нейтронів зазвичай тривають понад 200 нс [24]. Таким чином, композит ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ є найбільш підходящим сцинтилятором для селективного детектування теплових нейтронів шляхом дискримінації за формою сцинтиляційного імпульсу.

1.6. Вибір напрямку дослідження

Світловий вихід, ефективність реєстрації та просторове розділення композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ істотно залежать від дисперсності порошку, співвідношення компонентів у суміші ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ +зв'язуюче і типу зв'язуючого [6, 25, 26]. Концентрація ${}^6\text{LiF}$ у композиті визначає, скільки нейтронів він може поглинути і перетворити на заряджені частинки. Не всі ці частинки викличуть сцинтиляції, тому що для цього їм необхідно потрапити в зерна сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Концентрація $\text{ZnS}(\text{Ag})$ визначає

					НУЦЗУ.2.20-109.CX та ХТ.РПЗ.4	Лист
						31
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

таку ймовірність, а також результуючу ймовірність випромінювання сцинтиляцій композитом ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ після поглинання ним нейтронів.

Автори роботи [24] розглянули різні варіантів взаємної конфігурації зерен сцинтилятора ${}^6\text{LiF}$ та конвертора в $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в композиті ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ + зв'язуюче (Рис. 1.13)

- 1 - за певних умов можливе отримання оптимальної конфігурації, при якій продукти реакції захоплення нейтрону іонізують зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$ з утворенням сцинтиляцій.
2. – надлишок літію збільшує ймовірність захоплення нейтронів, але викликає невелику кількість сцинтиляцій.
3. - нестача літію зменшує ймовірність захоплення нейтронів.
4. - занадто великі зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і, як наслідок, великі порожнини між ними призводять до зниження ймовірності потрапляння в зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$ продуктів реакції нейтронного захоплення.
5. - надлишок зв'язуючого знижує ймовірність захоплення нейтронів.
6. - Нерівномірне розподілення зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$ (кластеризація) дає той самий ефект, як і збільшення розміру цих зерен.

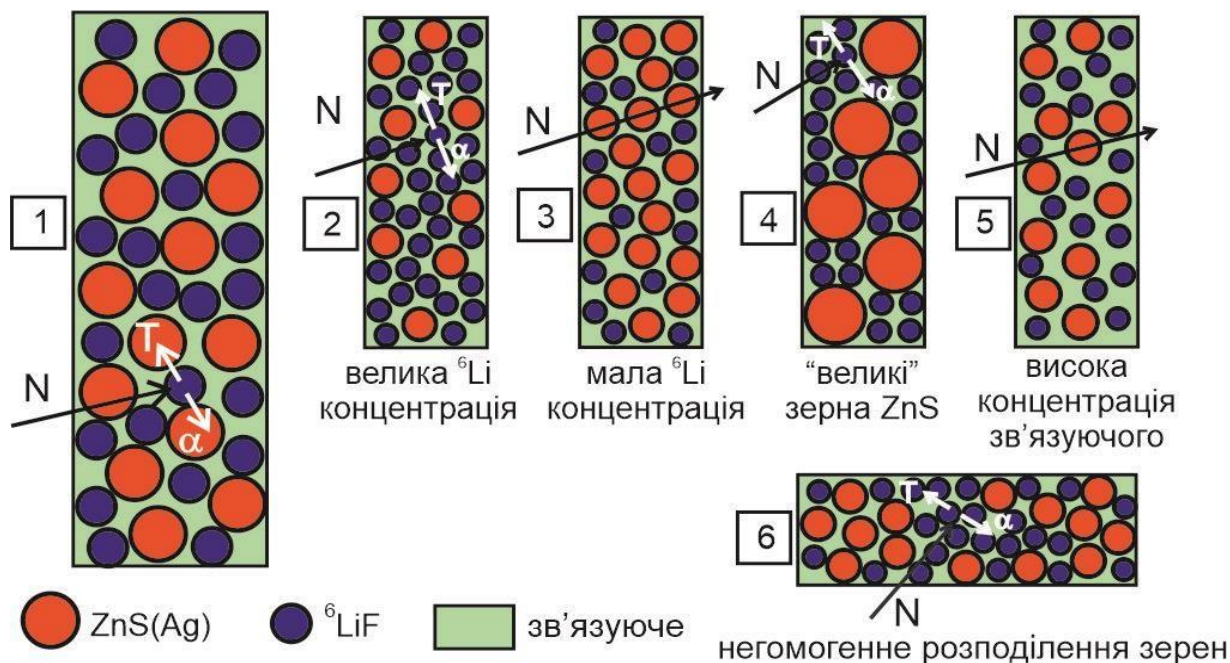


Рис.1.13. Варіанти конфігурації композитного сцинтилятора ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, наведені в [24]

Таким чином, повинно існувати оптимальне співвідношення концентрацій ${}^6\text{LiF}$ і ZnS(Ag) , яке також залежить від товщини шару композиту ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$, прозорість якого можна поліпшити за рахунок збільшення концентрації зв'язуючого [26]. За літературними даними, найбільш перспективними є суміші 5: ZnS(Ag) :1 ${}^6\text{LiF}+1$ зв'язуюче (при товщині 0,65-0,85 мм) [18]; 3,5 ZnS(Ag) :1 ${}^6\text{LiF}+1$ зв'язуюче (при товщині 0,25 мм) [15]; 2 ZnS(Ag) :1 ${}^6\text{LiF}+1$ зв'язуюче (при товщині 0,8 мм) [17,25] та 3 ZnS(Ag) :1 ${}^6\text{LiF}+0,6$ зв'язуюче (при товщині 0,4 мм) [24].

Розмір зерен порошоків конвертора ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора ZnS(Ag) також сильно впливає на ефективність перетворення теплових нейтронів на оптичні фотони. Коли розмір зерна порошку ${}^6\text{LiF}$ перевищує пробіг α -частинок, останні не зможуть покинути конвертер і досягти ZnS(Ag) , і, отже, ефективність конверсії композиту ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ знизиться. У той же час розмір зерна порошку ZnS(Ag) повинен бути достатньо великим, щоб поглинути велику частину енергії α -частинки і тритону.

У Таблиці 1 наведено пробіги α -частинки та тритону в матеріалі конвертера ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора ZnS(Ag) за результатами розрахунків різних авторів [6,26,27-29]. Порівняльний аналіз даних Таблиці 1 дозволяє зробити висновок, що пробіг α -частинки і тритону в ZnS(Ag) знаходиться в інтервалі 4,79 – 7 мкм та 22 – 32 мкм, відповідно, а їхні пробіги в ${}^6\text{LiF}$ охоплюють приблизно такі ж відстані, як і в ZnS(Ag) .

Таблиця 1.

Пробіги продуктів ядерної реакції ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$

Пробіг α -частинки з енергією 2,73 еВ, (мкм)		Пробіг тритона ${}^3\text{H}$ з енергією 2.05 еВ, (мкм)		Посилання
${}^6\text{LiF}$	ZnS(Ag)	${}^6\text{LiF}$	ZnS(Ag)	
5.08	4.79	28.1	27.2	[6]
8.3	8.6	22.0	22.4	[27]
7	7	32	32	[26]
6		32		[28]
4	6	20	32	[29]

Для отримання композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ з поліпшеними характеристиками необхідно оптимізувати розмір зерен конвертора і сцинтилятора так, щоб зерна ${}^6\text{LiF}$ були істотно менше зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Відповідно до [29], максимальна швидкість лічення надтонкого детектора теплових нейтронів, що складається з послідовно нанесених у вакуумі шарів $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і ${}^6\text{LiF}$, досягається при товщині 15 і 6 мкм відповідно. Звідси випливає, що оптимальна товщина шару $\text{ZnS}(\text{Ag})$ приблизно вдвоє коротша пробігу тритона. Це, в свою чергу, означає, що люмінесценція ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ обумовлена переважно α -частинками, а не тритонами, які мають більший пробіг, і тому збуджувана тритонами люмінесценція більше розсіюється та перепоглинається в ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$.

На підставі результатів аналізу Монте-Карло Стефан [30] прийшов до висновку, що зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$ сферичної форми з радіусом 1–5 мкм забезпечують найкращі характеристики детектування теплових нейтронів. Розрахунок світлового виходу за програмою GEANT4, проведений для сумішей з масовим співвідношенням компонентів 2 $\text{ZnS}(\text{Ag})$:1 ${}^6\text{LiF}$ +0.3 зв'язуюче, які відрізняються розміром зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$ (1, 2, 4, 8 і 16 мкм), показує, що для зерен меншого розміру світловий вихід на один нейтрон є більш однорідним [6]. Зі збільшенням масової долі $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в композиції ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ максимально відносний світловихід досягає значення при більшому розмірі зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Слід зазначити, що при розрахунках робочих характеристик композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ не враховується дисперсність реальних порошків, що характеризується кривою розподілення числа зерен порошку за їх розмірами, і максимум цієї кривої відповідає середньому розміру зерна.

Метою даної роботи є 1) проведення порівняльних досліджень сцинтиляційних властивостей одношарових зразків композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ з заданою концентрацією його компонентів і 2) визначення оптимального співвідношення середніх розмірів зерен ${}^6\text{LiF}$ конвертера і $\text{ZnS}(\text{Ag})$ сцинтилятора, яке забезпечує максимальний світловий вихід і ефективність реєстрації детектора теплових нейтронів на основі ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						34
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

Розділ 2. ПРЕПАРАТИВНІ УМОВИ ОТРИМАННЯ ЗРАЗКІВ КОМПОЗИТУ ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ СИНТИЛЯЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

Порошкові фракції різної дисперсності отримували методом динамічного осадження комерційних порошоків ${}^6\text{LiF}$ та $\text{ZnS}(\text{Ag})$ на центрифугі з добавкою поверхнево активних речовин. Дисперсність отриманих порошкових фракцій визначали за допомогою лазерного мікро-аналізатора ЛМС-30 і характеризували середнім розміром зерен, що відповідає максимуму на кривій розподілення кількості зерен залежно від їх розміру.

Зразки композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ були отримані шляхом диспергування суміші фракцій порошоків ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в оптичний епоксидний клей ХТR-311 виробництва His Glassworks, Inc (США). Клей являє собою двокомпонентну суміш, що твердне при кімнатній температурі при масовому співвідношенні її компонентів А:В=10:3. Зразки композиційних матеріалів з масовим співвідношенням компонентів 1 ${}^6\text{LiF}$:4 $\text{ZnS}(\text{Ag})$ +2,1 зв'язуюче отримували шляхом нанесення суміші ракелем на пластини оргскла розмірами $40 \times 25 \times 3 \text{ мм}^3$ з утворенням шару товщиною 0,2 мм.

Амплітудні спектри отриманих зразків ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ вимірювалися на експериментальній установці, що складається з зарядо-чутливого передусилювача БУС 2-94, підсилювача БУС 2-95 і багатоканального аналізатора АМА03-Ф (рис.2.1). Зразок ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ встановлювався на вхідне вікно фотопомножувача Hamamatsu R1307 з оптичним контактом.

В якості джерел випромінювання використовувалися джерело (${}^{241}\text{Am}$) α -часток з енергією 5,5 МеВ та сертифіковане джерело нейтронів (${}^{239}\text{Pu-Be}$) з виходом нейтронів $1 \cdot 10^5$ нейтронів на секунду.

Відносний світловий вихід отриманих зразків ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ оцінювали за положенням максимуму піку α -часток в амплітудному спектрі імпульсів, виміряному при опроміненні зразка джерелом ${}^{241}\text{Am}$.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						35
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

Для отримання теплових нейтронів $^{239}\text{Pu-Be}$ джерело нейтронів було розміщено в поліетиленовому кульовому сповільнювачі з сертифікованим коефіцієнтом термозації 10%.

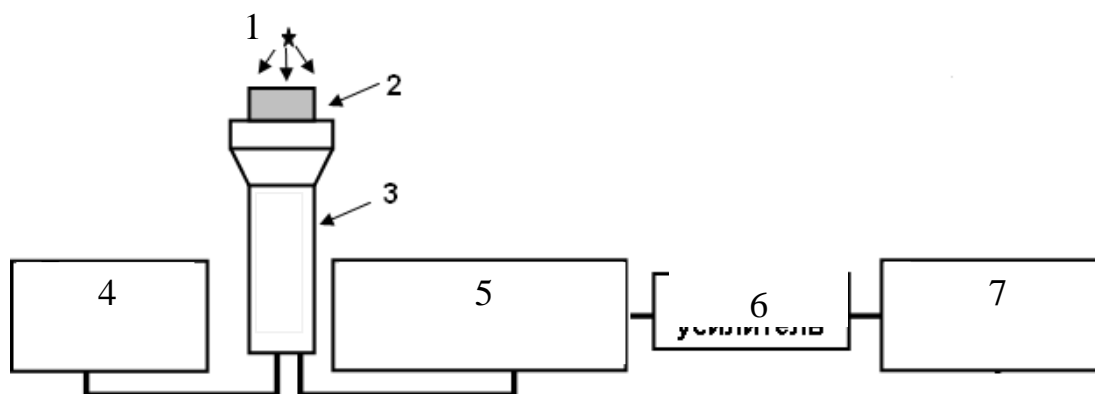


Рис. 2.1. Схема вимірювального тракту для дослідження спектрів амплітуд імпульсів: 1 – джерело випромінювання, 2 – зразок, 3 – ФЕУ, 4 – блок живлення ФЕУ, 5 – зарядочутливий передусилювач, 6 – спектрометричний підсилювач, 7 – аналізатор імпульсів

Для знаходження швидкості лічення, обумовленої лише тепловими нейтронами, використовувався екран товщиною 1 мм з металевого кадмію природного ізотопного складу. Кадмій має значний переріз поглинання для нейтронів з низькою енергією, у тому числі для теплових нейтронів. Вище певного енергетичного порогу ($E_{\text{п}} = 0,5 \text{ eV}$) перетин поглинання різко зменшується, дозволяючи надтепловим нейтронам проходити через кадмієвий екран. Використовуючи кадмієвий екран в якості фільтра і проводячи вимірювання швидкостей лічення детектора з Cd-екраном і без нього, можна визначити відгук детектора на теплові нейтрони. Отримана різниця швидкостей лічення (або різницевий амплітудний спектр) називається «кадмієвою різницею» і відповідає швидкості лічення (або амплітудному спектру) теплових нейтронів.

Вимірювання швидкості лічення (або амплітудних спектрів) проводилися за наступною методикою. Швидкість лічення визначалася окремо для випадків із Cd-екраном і без Cd-екрана, при цьому геометричне розташування джерела відносно

досліджуваного зразка залишалося однаковим. Різниця між отриманими швидкостями лічіння («кадмієва різниця») відповідає швидкості лічення теплових нейтронів. Відношення цієї величини до розрахункової швидкості лічення потоку теплових нейтронів, що проходить через вхідне вікно детектора, і є ефективністю реєстрації теплових нейтронів. На рис. 2.2 наведена схема вимірювань.

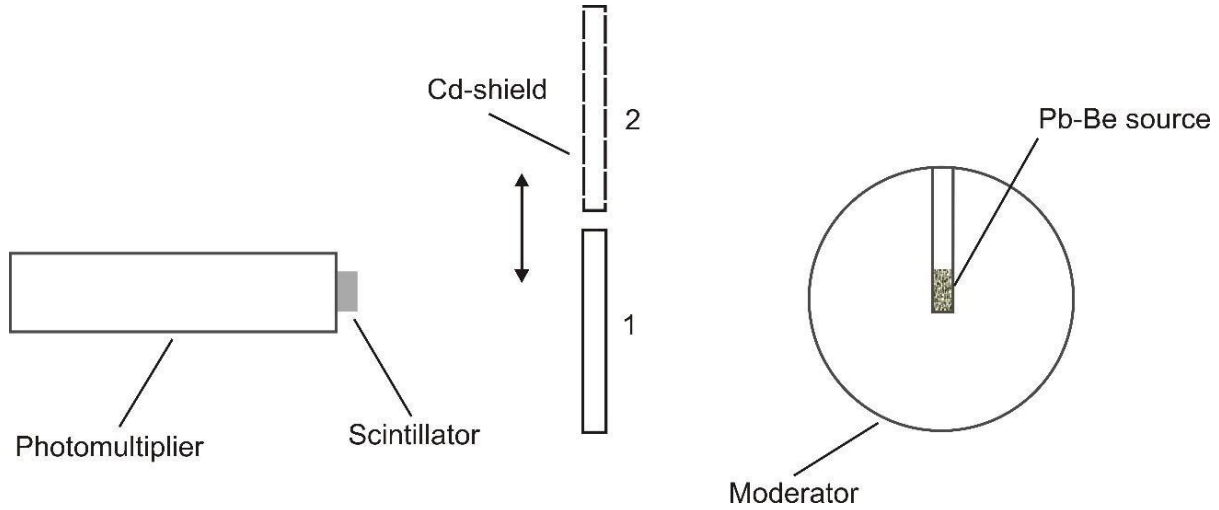


Рис. 2.2. Схема вимірювань швидкості рахунку теплових нейтронів

Розділ 3. СИНТИЛЯЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ КОМПЗИТНОГО СИНТИЛЯТОРА ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$

В таблиці 3.1 наведені середні розміри зерен фракцій порошків ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$, використаних для отримання дев'яти зразків ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, а також їх робочі характеристики такі, як відносний світловий вихід та ефективність реєстрації теплових нейтронів. За даними, наведеними в Таблицях 1 і 2, пробіг α -частинки в ${}^6\text{LiF}$ значно перевершує середній розмір зерен ${}^6\text{LiF}$ в досліджуваних зразках. Це означає, що α -частинка покине конвертор ${}^6\text{LiF}$ зі значною енергією, щоб з досить високою ймовірністю втратити її в сцинтиляторі $\text{ZnS}(\text{Ag})$, середній розмір зерна якого порівняний з пробігом α -частинки в цьому матеріалі.

Дані таблиці 3.1 показують, що при співвідношенні середніх розмірів $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і ${}^6\text{LiF}$ в інтервалі (8,8-12,8) світловий вихід (L) та ефективність реєстрації (η) вище приблизно на 28,9-32,2%, ніж поза цим інтервалом.

Таблиця 3.1.

Робочі характеристики зразків ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ з різним середнім розміром зерен порошків конвертора ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$

№	Середній розмір зерен d , мкм		Співвідношення розмірів зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$ і ${}^6\text{LiF}$	Робочі характеристики композита ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$			
	$\text{ZnS}(\text{Ag})$	${}^6\text{LiF}$		Відносний світловий вихід, L , (${}^{241}\text{Am}$), channel number	Нормована різниця світлового виходу $\frac{(L-L_{\min})}{L_{\min}}$, %	Ефективність реєстрації, η , %, (${}^{239}\text{Pu}-\text{Be}$)	Нормована різниця ефективності реєстрації, $\frac{(\eta-\eta_{\min})}{\eta_{\min}}$, %
1	8.0	0.5	16.0	490	12,3	20.3	1,5
2	7.0	0.6	11.7	610	29,5	28.8	30,6
3	8.0	0.7	11.4	630	31,8	29.5	32,2
4	9.0	0.7	12.8	605	28,9	29.0	31,0
5	7.0	0.8	8.8	625	31,2	28.9	30,8
6	9.0	0.8	11.2	610	29,5	28.3	29,3
7	10.0	0.6	16.6	460	6,5	22.4	10,7
8	7.0	0.9	7.8	440	2,0	23.3	14,1
9	4,5	2.0	2.2	430	0	20.0	0

Більш детальний аналіз отриманих результатів було зроблено з позицій, викладених у [24]. Для цього було визначено відношення числа зерен конвертера ${}^6\text{LiF}$ до зерен сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в кожному із зразків (див. табл. 3.2).

Усі зразки ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ мають однакове масове співвідношення конвертера ${}^6\text{LiF}$ та сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$, що становить 1:4. Відомо, що густини LiF і ZnS складають 2,64 і 4,09 г/см³, відповідно. Отже, об'ємне співвідношення LiF і $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в цих зразках становить 0,349:0,978, відповідно. Для спрощення розрахунків об'єми ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$ у зразках ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ зразках прийняті рівними 379 і 978 мкм³, відповідно. Для кожного з цих зразків з відповідним розміром зерен LiF та ZnS було розраховано:

- ✓ об'єм зерен $v = \left(\frac{\pi d^3}{6}\right)$ конвертера ${}^6\text{LiF}$ і сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ у припущенні, що вони мають сферичну форму;
- ✓ число ${}^6\text{LiF}$ и $\text{ZnS}(\text{Ag})$ зерен $N_{\text{LiF}} = \frac{349}{v}$ і $N_{\text{ZnS}(\text{Ag})} = \frac{978}{v}$;
- ✓ відношення розмірів зерен $\left(\frac{d_{\text{LiF}}}{d_{\text{ZnS}}}\right)$ конвертера ${}^6\text{LiF}$ и сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$;
- ✓ відношення розмірів зерен $\left(\frac{N_{\text{LiF}}}{N_{\text{ZnS}}}\right)$ конвертера ${}^6\text{LiF}$ и сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$.

Таблиця 3. 2.

Результати розрахунку співвідношень розмірів та кількості зерен ${}^6\text{LiF}$ та $\text{ZnS}(\text{Ag})$ у зразках ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$.

№ зразка	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Розмір зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$, d_{ZnS} , мкм	8	7	8	9	7	9	10	7	4.5
Об'єм зерна $\text{ZnS}(\text{Ag})$, v_{ZnS} , мкм ³	268	180	268	382	180	382	523	180	48
Число зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$ в зразку, N_{ZnS}	4	5	4	3	5	3	2	5	21
Розмір зерна ${}^6\text{LiF}$, d_{LiF} , мкм	0.5	0.6	0.7	0.7	0.8	0.8	0.6	0.9	2
Об'єм зерна ${}^6\text{LiF}$, v_{LiF} , мкм ³	0.065	0.113	0.180	0.180	0.268	0.268	0.113	0.382	4.187
Число зерен ${}^6\text{LiF}$ в зразку, (N_{LiF})	5794	3353	2111	2111	1414	1414	3353	993	91
Відношення числа зерен ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$, $\frac{N_{\text{LiF}}}{N_{\text{ZnS}}}$	1587	615	578	824	260	552	1794	182	4
Відношення розмірів зерен ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$, $\frac{d_{\text{LiF}}}{d_{\text{ZnS}}}$	11.7	11.4	12.9	8.8	11.3	16.7	7.8	2.3	
Ефективність ресстрації теплових нейтронів, %	20.1	28.8	29.5	29	28.9	28.3	22.4	23.3	20

Згідно з даними, наведеними в Таблиці 3, а також на рис. 3.1 та 3.2 зразки 2 – 6 демонструють кращі результати щодо ефективності реєстрації теплових нейтронів, що становить приблизно 29%. Співвідношення розмірів та кількості зерен ${}^6\text{LiF}$ і $\text{ZnS}(\text{Ag})$ (конфігурація 1 в [24]) у цих зразках є оптимальним.

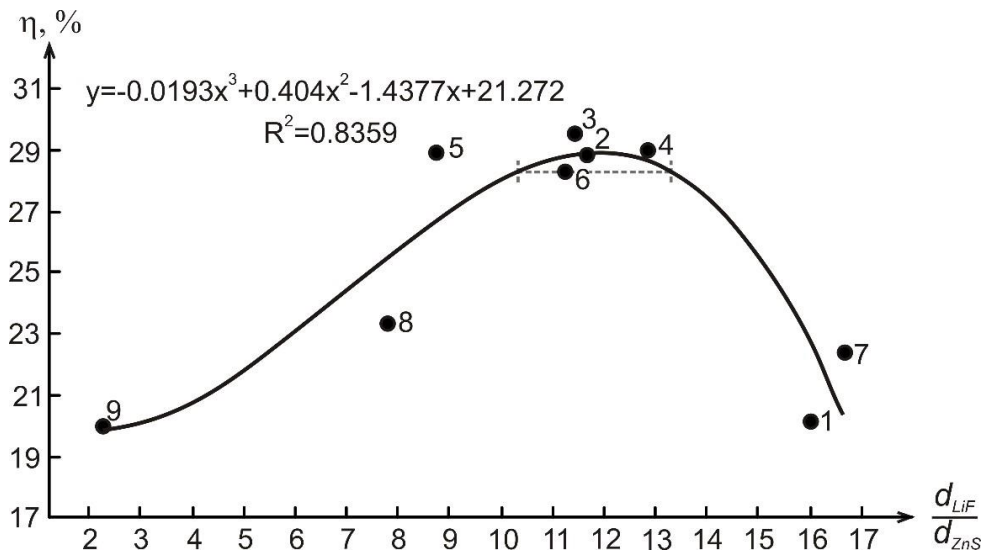


Рис. 3.1. Залежність ефективності реєстрації теплових нейтронів, від відношення розмірів зерен ${}^6\text{LiF}$ до розмірів зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$, $\frac{d_{\text{LiF}}}{d_{\text{ZnS}}}$. Точки - експериментальні дані; суцільна лінія – крива регресії. Пунктирною лінією показаний діапазон значень (10,3-13,3) для d_{LiF} , в межах якого ефективність реєстрації становить приблизно 29%.

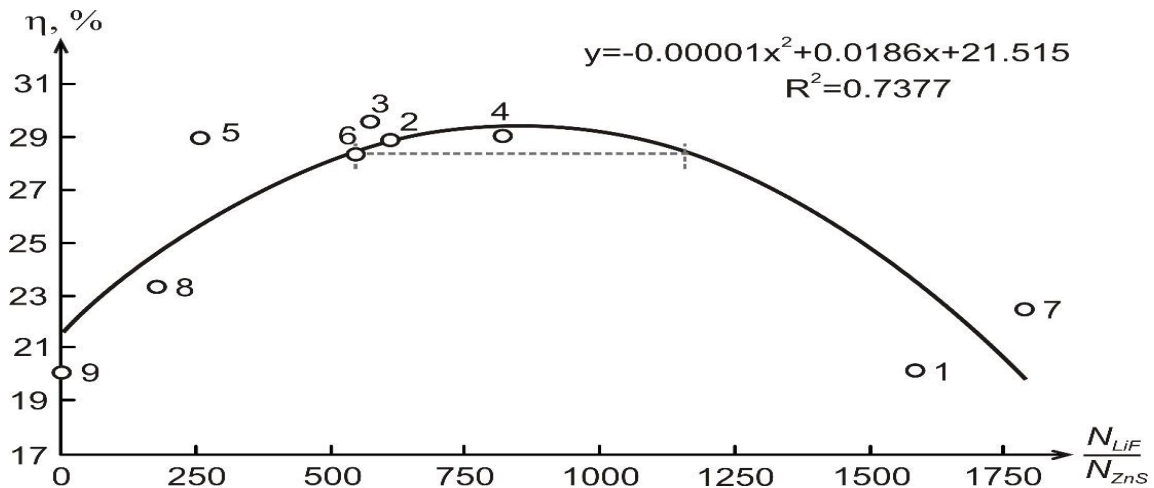


Рис. 3.2. Залежність ефективності реєстрації теплових нейтронів, η , від відношення числа зерен ${}^6\text{LiF}$ до зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$, $\frac{N_{\text{LiF}}}{N_{\text{ZnS}}}$.

Точки- експериментальні дані; суцільна лінія – крива регресії. Пунктирною лінією показано діапазон значень (500-1150) співвідношення $\frac{N_{LiF}}{N_{ZnS}}$, в межах якого ефективність реєстрації становить приблизно 29%.

Ефективність реєстрації зразків 1 і 7 виявляється біль нижчою (20-22%), оскільки в них реалізується конфігурація (2 в [24]) з надлишком зерен літію. У цьому випадку α -частки і тритони, що з'являються в конверторі, знову поглинаються ним, часто не потрапляючи в сцинтилятор.

В зразках 8 та 9 реалізується конфігурація 3 [24], при якій число зерен ${}^6\text{LiF}$ менше, ніж число зерен ZnS(Ag) . Тому ймовірність захоплення нейтрона, а, отже, і ефективність реєстрації виявляються низькими (20-23%).

Слід звернути увагу, що ці закономірності мають місце в припущенні, що кожне зерно має сферичну форму. Однак на практиці при виготовленні композитних зразків важко уникнути агломерації зерен, що викликає зміну їхньої морфології, ефективних розмірів та кількості. Порушення регулярної структури окремих зерен через їх можливу агломерацію проявляється у відсутності сильної кореляції між робочими характеристиками зразків ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ і співвідношенням як розмірів $\frac{d_{LiF}}{d_{ZnS}}$, так і кількості $\frac{N_{LiF}}{N_{ZnS}}$ зерен ${}^6\text{LiF}$ і ZnS(Ag) . Тому визначення оптимальних значень цих співвідношень доводиться використовувати криві регресії (суцільні лінії на Рис. 5 і 6). Горизонтальна пунктирна лінія на цих рисунках, що відповідає ефективності реєстрації 28,3%, перетинає кожен з цих кривих регресії у двох точках. Їх положення визначає діапазон значень (10,3-13,3) і (500-1150) для співвідношень $\frac{d_{LiF}}{d_{ZnS}}$ і $\frac{N_{LiF}}{N_{ZnS}}$, відповідно, де очікується, що ефективність реєстрації теплових нейтронів композиту ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ досягне значення близького до 29%.

Ефективність реєстрації теплових нейтронів досліджених одношарових зразків ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ порівняно невисока і не перевищує 29,5%. Аналогічні значення ефективності реєстрації для одношарових зразків ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ були отримані і в роботах інших авторів. Наприклад, у [22] максимальне значення ефективності реєстрації теплових нейтронів становить 32,4%. Така ефективність пов'язана з малою ефективною товщиною ${}^6\text{LiF}$ конвертера в одношаровому зразку ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$. Збільшення

					НУЦЗУ.2.20-109.CX та ХТ.РПЗ.4	Лист
						41
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

загальної товщини зразка призведе до різкого погіршення його прозорості і, як наслідок, зниження ефективності реєстрації.

Покращити сцинтиляційний відгук можна, використовуючи конструкцію багатошарового детектора на основі композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ з тим же масовим співвідношенням компонентів і товщиною окремих шарів. Така конструкція дозволяє збільшити ефективну товщину композитного сцинтилятора за рахунок чередування шарів композитного матеріалу та пластин з органічного скла, що грають роль світловодів.

Рис. 3.3 представлені схема та загальний вигляд п'ятишарового детектора ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, для виготовлення якого використовувалися фракції порошків ${}^6\text{LiF}$ та $\text{ZnS}(\text{Ag})$ із середнім розміром зерен у межах 0,5 - 0,9 мкм і 7 - 9 мкм, відповідно. Шар композиту і пластина з органічного скла мають розміри $40 \times 25 \times 0,2 \text{ мм}^3$ та $40 \times 25 \times 3 \text{ мм}^3$, відповідно, а в якості відбивача використовується тетратекс.

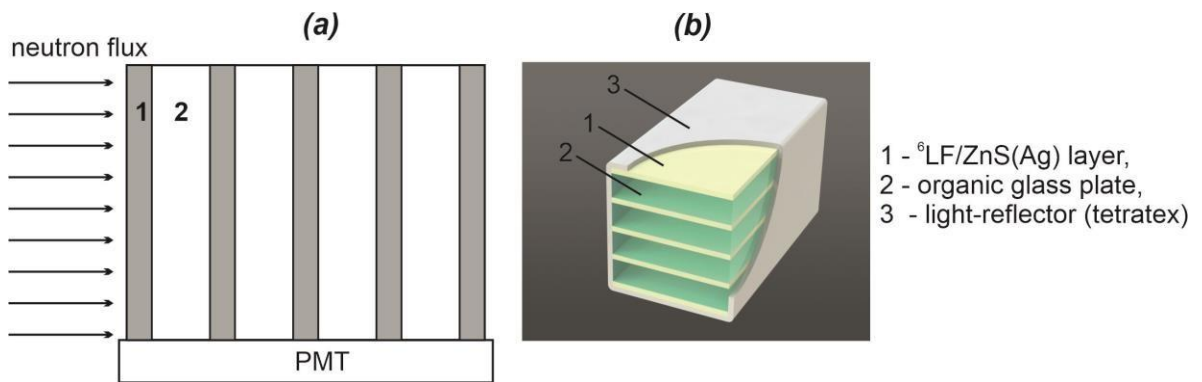


Рис. 3.3. Схема роботи (а) і загальний вигляд (б) п'ятишарового композитного детектора ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$.

Амплітудні спектри імпульсів, що були зареєстровані при опроміненні потоком нейтронів багатошарового композитного детектора (рис. 3.4), ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ являють собою широке розподілення імпульсів за їх амплітудою. Всі ці амплітудні спектри мають яскраво виражений максимум, що дозволяє надійно встановити поріг реєстрації нейтронів і «відсікти» шумові імпульси, у тому числі й ті, що пов'язані з γ -випромінюванням. Низька спектральна роздільна здатність обумовлена як з розкидом у втратах енергії зарядженими частинками в композиті ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, так і

з розкидом транспорту світла до фотодетектора з різних місць цього композитного сцинтилятора, який сильно розсіює це світло.

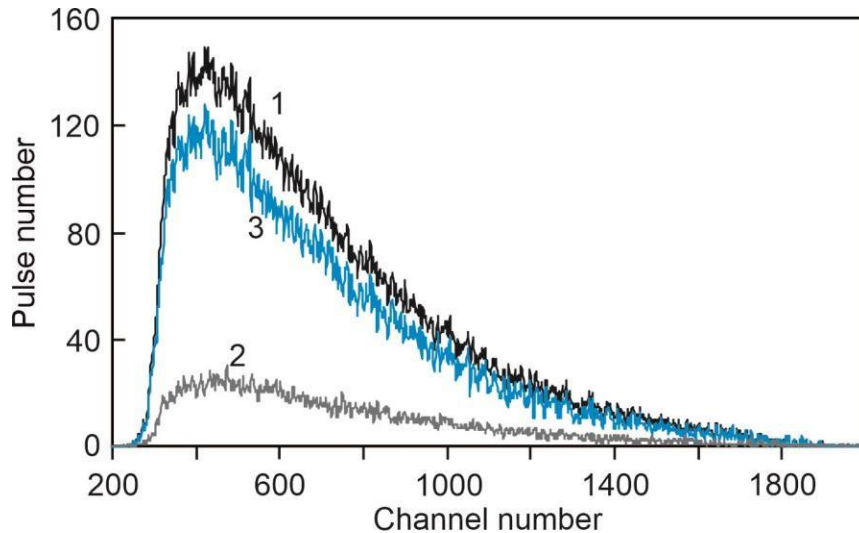


Рис. 3.4. Амплітудні спектри п'ятишарового детектора ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$, що реєструються під дією нейтронів від джерела ${}^{239}\text{Pu-Be}$: 1 - без Cd-екрана, 2 - з Cd-екраном, 3 - "Cd-різниця".

Спектри розподілення, наведені на рис. 3.3 демонструють, що внесок надтеплових нейтронів (2) у загальне розподілення (1) значно менший, ніж внесок теплових нейтронів (3).

Ефективність реєстрації нейтронів детектором ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ визначалася методом кадмієвої різниці, що дозволяє відфільтрувати взаємодію детектора з тепловими нейтронами. При цьому площа під різницевим спектром відповідає розрахунковій кількості теплових нейтронів, що проходять через вхідне вікно детектора. Згідно з даними, наведеними на рис. 3.4 ефективність реєстрації теплових нейтронів з використанням п'ятишарового детектора ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$ становить 75%. Заслужує на увагу також той факт, що спектральне розподілення імпульсів від γ -квантів спостерігається у вигляді експоненційного шумового розподілення тільки при дуже великих посиленнях і не дає внесок в лічіння теплових нейтронів при встановленому порозі реєстрації. Такий результат пояснюється великим α/γ -відношенням сцинтилятора ZnS(Ag) і незначною ефективною товщиною (0.2 мм) шару композиту в п'ятишаровій конструкції детектора, виготовленого на основі гетерогенного матеріалу ${}^6\text{LiF/ZnS(Ag)}$.

Розділ 4. ОХОРОНА ПРАЦІ

4.1 Загальні положення охорони праці

Охорона праці є одною з головних вимог до праці і роботи в цілому. Вона є фундаментом для кожного роду праці. Небезпека може підстерігати нас практично скрізь у вигляді різних небезпечних факторів. Навіть на самих нешкідливих робочих місцях можна говорити про шкідливий вплив комп'ютерів, тривалої сидячої роботи, тому щоб запобігти навіть незначному шкідливому чиннику є охорона праці. Охорона праці починається ще з будівництва та планування кожної будівлі та споруди, з розміщення вікон, дверей, системи вентиляції, матеріалів з яких виконується будівництво і т.д.

Метою охорони праці є забезпечення безпечної праці і запобігання виникнення виробничого травматизму при виконанні людиною покладених на неї завдань. Головними нормативними документами охорони праці є:

- Конституції України
- Закон України "Про охорону праці"
- Кодекс законів про працю України
- Закон України "Про загальнообов'язкове державне соціальне страхування"

У відповідності до закону «Про охорону праці», охорона праці – це система правових, соціально-економічних, організаційно-технічних, санітарно-гігієнічних і лікувально-профілактичних заходів та засобів, спрямованих на збереження життя, здоров'я і працездатності людини у процесі трудової діяльності [31].

4.2. Небезпечні та шкідливі фактори у хімічній лабораторії

Грань між шкідливими та небезпечними факторами уявна, бо кожен з небезпечних факторів несе шкідливі наслідки для виробництва і в першу чергу для людини яка виконувала ці роботи. Всі фактори при виконанні робіт можуть мати різне походження. Часто можна стикатися з несприятливими умовами праці, які виника-

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						44
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

ють з вини керівництва. Це питання потребує особливої уваги з боку перевіряючих органів.

У відповідності до Закону «Про охорону праці»:

Шкідливий виробничий фактор – фактор середовища і трудового процесу, вплив якого на працюючого за певних умов (інтенсивність, тривалість та ін.) може викликати професійне захворювання, тимчасове або стійке зниження працездатності, підвищити частоту соматичних і інфекційних захворювань, призвести до порушення здоров'я нащадків [33].

Небезпечний виробничий фактор середовища і трудового процесу, що може бути причиною гострого захворювання, раптового різкого погіршення здоров'я або смерті. Залежно від кількісної характеристики рівнів і тривалості дії окрім шкідливих виробничих факторів можуть стати небезпечними [34].

У відповідності до вище вказаного закону шкідливі фактори можна поділити на певні групи а саме:

- Фізичні.
- Хімічні.
- Біологічні.
- Психофізіологічні, до яких можна віднести важкі та напружені умови праці.

Під час аналізу у приміщенні хімічної лабораторії були виявленні такі порушення:

- У приміщенні є порушення співвідношення природного і штучного освітлення, що є порушенням вимог ДБН В.2.5-28-2006 «Природне і штучне освітлення».
- Приміщення не обладнане системою вентиляції для лабораторій, згідно НПАОП 0.00-1.27-09 Правила з безпечної експлуатації систем вентиляції у хімічних виробництвах
- У приміщенні є зламана розетка під напругою що порушує, Правила безпечної експлуатації електроустановок споживачів, затверджених наказом Ко-

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		45

мітету по нагляду за охороною праці Міністерства праці та соціальної політики України від 9 січня 1998 року № 4.

– Показники мікроклімату не відповідають нормам, а саме температура у приміщенні у теплий період часу складає: +18°C, а у холодний період: +12°C, що порушує Державні санітарні норм мікроклімату виробничих приміщень, затверджених постановою Головного державного санітарного лікаря України від 1 грудня 1999 року № 42 (ДСН 3.3.6.042-99).

– Світильники у витяжній шафі за своїм улаштуванням не зроблені у вибухобезпечному виконанні, що є порушенням наказу МВС України №1192, «Про затвердження Правил охорони праці під час роботи в хімічних лабораторіях».

– Витяжні шафи, лабораторні мають під робочою поверхнею ящики і шафи, , що є порушенням наказу МВС України №1192, «Про затвердження Правил охорони праці під час роботи в хімічних лабораторіях».

– Якість води для господарсько-питних потреб не відповідають Державним санітарним нормам та правилам «Гігієнічних вимоги до води питної, призначеної для споживання людиною» ДСанПіН 2.2.4-171-10, затвердженим наказом Міністерства охорони здоров'я України від 12 травня 2010 року № 400.

– Підлоги хімічної лабораторій не мають рівну, зручну для очищення поверхню, не стійкі до агресивних середовищ, що є порушенням наказу МВС України №1192, «Про затвердження Правил охорони праці під час роботи в хімічних лабораторіях».

4.3. Аналіз виробничого травматизму, у хімічній лабораторії

Травматизм є однією з найважливіших медико-соціальних проблем сьогодення для більшості країн світу. Протягом усього ХХ ст. актуальність проблеми травматизму росла, при цьому відзначається зростання травматизму зі смертельним наслідком, з переходом на інвалідність, з тимчасовою втратою працездатності. Сьогодні в економічно розвинених країнах світу травми займають третє місце серед причин смерті населення, причому серед працездатного віку. Причому серед працездатного

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		46

віку. За даними Міжнародної організації праці, в усьому світі щодня реєструється понад 500 смертельних випадків у сільському господарстві, промисловості та сфері послуг. Щорічно більше 300 тисяч працівників отримують виробничі травми і професійні захворювання. Кожні три хвилини гине один робітник в результаті нещасного випадку, а щосекунди четверо робітників одержують виробничу травму. У світі економічні втрати, пов'язані з виробничим травматизмом, складають біля 1% світового валового національного продукту. В Україні протягом останніх років, становище в сфері охорони праці залишається напруженим. В умовах сьогодення діюча система управління охороною праці виявилась недостатньо ефективною. Як наслідок – рівень виробничого травматизму залишається достатньо високим.

При аналізі статистики можна зробити певний висновок, що серед причин нещасних випадків переважають організаційні – 78,4%. Через технічні причини сталося 14,2% нещасних випадків, психофізіологічних – 7,3% нещасних випадків. Серед організаційних причин домінує невиконання вимог інструкцій з охорони праці – 43,6% від загальної чисельності травмованих в Україні (1230 осіб)[34].

4.4. Висновки за розділом

При аналізі виробничого травматизму хімічній лабораторії було встановлено що рівень травматизму дуже великий. Причиною травматизму стала настінна діжка, а саме поличка для складання маркерів і ганчірок, гострі кути якої призводили до подряпин та порізів, рук та тіла при виконання робіт. Також зламані стільці які знаходяться у лабораторії, які призводили до забоїв, вивихів кінцівок, порізів і подряпин. За місяць було травмовано 5 осіб, а саме із-за дошки травмовано- 3 особи, 2 викладачі і 1 курсант та із-за стільців 2 курсантів.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		47

ВИСНОВКИ

1. Знайдено оптимальні діапазони співвідношень як розмірів, так і числа зерен конвертера ${}^6\text{LiF}$ і сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$, що забезпечують максимальні значення світлового виходу та ефективності реєстрації нейтронів (близько 29%) в одношаровому композитному сцинтиляторі ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$. За межами цих діапазонів ефективність реєстрації знижується до 20-22%.

2. Встановлено, що при зменшенні співвідношення числа частинок конвертера ${}^6\text{LiF}$ і сцинтилятора $\text{ZnS}(\text{Ag})$ нижче меж оптимального діапазону ефективність реєстрації падає за рахунок зменшення ймовірності захоплення нейтронів зменшеним числом ядер ${}^6\text{Li}$. Значний надлишок ${}^6\text{LiF}$ збільшує ймовірність захоплення нейтрона, а також ймовірність поглинання заряджених продуктів реакції нейтронів у тому ж ${}^6\text{LiF}$ без виникнення сцинтиляцій в $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Обидва фактори призводить до зменшення ефективності реєстрації нейтронів, що в цьому випадку становить приблизно 20%.

3. Показано, що багат шаровий сцинтиляційний детектор, що складається з п'яти шарів композиту ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$, що чередуються з пластиковими пластинами, що використовуються як світловоди, характеризується високою селективністю з ефективністю реєстрації теплових нейтронів, яка досягає 75%. Цей результат вказує на те, що детектор теплових нейтронів на основі ${}^6\text{LiF}/\text{ZnS}(\text{Ag})$ є підходящою альтернативою ${}^3\text{He}$ -лічильника.

4. Висновок до охорони праці:

Під час аналізу шкідливих та небезпечних виробничих факторів у хімічній лабораторії було виявлено, що приміщення не відповідає сприятливим умовам для виконання робіт.

Під час аналізу виробничого травматизму у хімічній лабораторії можна зробити висновок, що треба повністю замінити усі зламані стільці в даній лабораторії, а також при виконанні роботи у цій лабораторії слід проводити інструктажі стосовно користування дошкою, з подальшою заміною цього тримача або надягання на нього захисних ковпачків. Вся інформація стосовно аналізу була передана начальнику кафедри, взявши обіцянку з подальшим усуненням цих порушень.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						48
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement. 3rd ed. New York: Wiley & Sons, (2000) 802 pages. ISBN 0-471-07338-5.
2. P. Peerani, A. Tomanin, S. Pozzi et. al. Testing on novel neutron detectors as alternative to ^3He for security applications. Nucl. Instr. and Meth. A, 696, 110-120 (2012). <http://doi.org/10.1016/j.nima.2012.07.025>
3. R.T. Kouzes, A.T. Lintereur, E.R. Siciliano. Progress in alternative neutron detection to address the helium-3 shortage, Nucl. Instr. and Meth. A. 784, 172-175 (2015). <http://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.046>
4. T. Brückel. Applications of Neutron Scattering - an Overview. Lectures of the JCNS Laboratory Course. pp.42, -ed Forschungszentrum Jülich, GmbH, 52425 Jülich, Germany (2012) 42 pages. ISBN: 978-3-89336-789-4.
5. S. C. Vogel, A Review of Neutron Scattering Applications to Nuclear Materials. -ed Hindawi Publishing Corporation ISRN Materials Science, Vol 2013, 24 Article ID 302408, 24 pages. <http://dx.doi.org/10.1155/2013/302408>
6. R. H. Bossi, High Speed Motion Neutron Radiography. Ph.D. Thesis, Oregon State University (1976).
7. J. Rhodes, M.W. Johnson, The role of inorganic scintillators in neutron detector technology: in Proc. of the International Conference on Inorganic Scintillators and their Applications “SCINT95”, Delft, The Netherlands (1996), p. 73-80.
8. C.W.E. van Eijk, A. Bessiere, P. Dorenbos, Inorganic thermal-neutron scintillators. Nucl. Instr. and Meth. A, 529, 260–267 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.04.163>
9. T. Kojima, M. Katagiri, N. Tsutsui, et al., Neutron scintillators with high detection efficiency. Nucl. Instr. and Meth. A, 529, 325–328 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.005>
10. C.W.E. van Eijk. Inorganic-scintillator development. Nucl. Instr. and Meth. A, 460, 1–14 (2001). [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(00\)01088-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(00)01088-3)

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		49

11. A. Massara, S. Amaducci, L. Cosentino et al., ^6LiF converters for neutron detection: Production procedures and detector tests. *Instruments*, 7, 1 (2023). <https://doi.org/10.3390/instruments7010001>
12. Y. Morishita, S. Yamamoto, K. Izaki et al., Performance comparison of scintillators for alpha particle detectors. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 764, 383-386 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.07.046>
13. J. McCloy, M. Bliss, B. Miller et al., Scintillation and luminescence in transparent colorless single and polycrystalline bulk ceramic ZnS, *J. Lumin.*, 57, 416-423 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2014.09.015>.
14. P. Dorenbos. Light output and energy resolution of Ce^{3+} -doped scintillators. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 486, 208–213 (2002). [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00704-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00704-0)
15. A. R. Spowart. Measurement of the absolute efficiency of granular and glass neutron scintillators, *Nucl. Instr. and Meth.*, 75, 35-42 (1969). [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(69\)90644-2](https://doi.org/10.1016/0029-554X(69)90644-2)
16. S. K. Lee, S. Y. Kang, D.Y. Jang, Comparison of new simple methods in fabricating ZnS(Ag) scintillators for detecting alpha particles, *Progress in Nuclear science and technology*, 1, 194-197 (2011). <https://doi.org/10.15669/pnst.1.194>
17. R. Stedman, Scintillator for Thermal Neutrons using Li^6F and ZnS(Ag), *Review of Scientific Instruments*, 31, 10, 1156, (1960). <https://doi.org/10.1063/1.1716833>.
18. T. Tojo, T Nakajima. Preparation of thermal neutron scintillators based on a mixture of ZnS(Ag), LiF and polyethylene, *Nucl. Instr. and Meth.*, 53, 163-166 (1967). [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(67\)91347-X](https://doi.org/10.1016/0029-554X(67)91347-X)
19. S.E. Mann, E.M. Schooneveld, N.J. Rhodes et. al., Timing properties of radioluminescence in nanoparticle ZnS:Ag scintillators *Optical Materials: X Volume 17*, (2023) 100226. <https://doi.org/10.1016/j.omx.2022.100226>
20. K. Era, S. Shionoya, Ya. Washizawa, Mechanism of broad-band luminescences in ZnS phosphors - I. Spectrum shift during decay and with excitation intensity. *J. Phys. Chem.* 1968. Vol. 29, pp. 1827-1 841. [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(68\)90167-4](https://doi.org/10.1016/0022-3697(68)90167-4)
21. S. Yamamoto, H. Tomita, Comparison of light outputs, decay times, and imaging performance of a ZnS(Ag) scintillator for alpha particles, beta particles, and gamma

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.ППЗ.4	Лист
						50
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

- photons, *Appl. Radiat. Isot.* V 168, 109527 (2021).
<https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2020.109527>
22. C. Wu, B. Tang, Z.J. Sun et al. A study of ZnS(Ag)/⁶LiF with different mass ratios. *Rad. Measur.* V 58, 2013, p. 128-132. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2013.04.004>
23. P.J. Dean, Inter-impurity recombinations in semiconductors. *Progress in Solid State Chemistry*, 1-126 (1973). [https://doi.org/10.1016/0079-6786\(73\)90004-6](https://doi.org/10.1016/0079-6786(73)90004-6)
24. A. Osovizky, K. Pritchard, J. Ziegler et al., ⁶LiF:ZnS(Ag) Mixture Optimization for a Highly Efficient Ultrathin Cold Neutron Detector, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 65, 4, 1025-1032 (2018). <https://doi.org/10.1109/TNS.2018.2809567>
25. S. P. Wang, C. G. Shull, W. C. Phillips, Photography of Neutron Diffraction Patterns, *Rev. Sci. Instrum.*, 33, 126–128 (1962). <https://doi.org/10.1063/1.1717642>
26. Y. Yehuda-Zada, K. Pritchard, J.B. Ziegler et al., Optimization of ⁶LiF:ZnS(Ag) scintillator light yield using GEANT4. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 892, 59-69, (2018). <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.099>
27. J.F. Ziegler, J. P. Biersack and M. D. Ziegler. *SRIM, The Stopping and Range of Ions in Matter*. SRIM Company (2008), 683 pages. ISBN 096542071X, 9780965420716
28. J. Schelten, M. Balzhäuser, F. Höngesberg et al., A new neutron detector development based on silicon semiconductor and ⁶LiF converter, *Physica B* 234-236 1084-1086 (1997). [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(97\)00024-0](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(97)00024-0)
29. F. Mantler-Niderstatter, F. Bensch, F. Grass, An extremely thin scintillation detector for thermal neutrons, *Nucl. Instr. and Meth.*, 142, 3, 463-466 (1977). [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(77\)90682-6](https://doi.org/10.1016/0029-554X(77)90682-6)
30. A. C. Stephan, S. Dai, S.A. Wallace et al., Modelling of composite neutron scintillator. *Radiation Protection Dosimetry* 116, No. 1–4, pp. 165–169 (2005). <http://doi.org/10.1093/rpd/nci121>.
31. K.W. Geiger, Van der L. Zwan, Radioactive neutron source spectra from ⁹Be(α , n) cross section data, *Nucl. Instr. Meth.* 131 (1975) 315-321. [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(75\)90336-5](https://doi.org/10.1016/0029-554X(75)90336-5).
32. Про охорону праці, Закон України від 14.10.1992 №2694-ХІІ

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
						51
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		

33. Про затвердження Правил охорони праці під час роботи в хімічних лабораторіях,

Наказ МВС України від 11.09.2012 №1192

34. Охорона праці: навч. посіб. / О.І. Подольська та ін. Київ: ЦУЛ, 2017. 250-264с.

					НУЦЗУ.2.20-109.СХ та ХТ.РПЗ.4	Лист
Изм	Лист	Подп.	№ докум	Дата		52